



HAL
open science

Étude numérique et expérimentale des écoulements autour d'un profil flexible, incluant le régime cavitant

Paolo Perali

► **To cite this version:**

Paolo Perali. Étude numérique et expérimentale des écoulements autour d'un profil flexible, incluant le régime cavitant. Mécanique des fluides [physics.class-ph]. École centrale de Nantes, 2022. Français. NNT : 2022ECDN0015 . tel-04608601

HAL Id: tel-04608601

<https://theses.hal.science/tel-04608601>

Submitted on 11 Jun 2024

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

THESE DE DOCTORAT DE

L'ÉCOLE CENTRALE DE NANTES

ÉCOLE DOCTORALE N° 602

Sciences pour l'Ingénieur

Spécialité : Mécanique des milieux fluides

Par

Paolo PERALI

Etude numérique et expérimentale des écoulements autour d'un profil flexible, incluant le régime cavitant

Thèse présentée et soutenue à l'École Centrale de Nantes, le 8 avril 2022

Unité de recherche : UMR 6598, Laboratoire de recherche en Hydrodynamique, Energétique et Environnement Atmosphérique (LHEEA)

Rapporteurs avant soutenance :

Mohamed FARHAT
Eric GONCALVES DA SILVA

Senior Scientist à l'École Polytechnique Fédérale de Lausanne
Professeur, ISAE-ENSMA

Composition du Jury :

Président : Eric GONCALVES DA SILVA Professeur, ISAE-ENSMA

Examineurs : Marianna BRAZA Directrice de recherche CNRS, Institut de Mécanique des Fluides de Toulouse
Olivier COUTIER-DELGOSHA Professeur, Virginia Tech, USA
David LE TOUZÉ Professeur des universités, Ecole Centrale de Nantes

Dir. de thèse : Michel VISONNEAU Directeur de recherche CNRS, Ecole Centrale de Nantes

Co-dir. de thèse : Jacques-André ASTOLFI Professeur des universités, Ecole navale, Brest

Co-encadrant : Alban LEROYER Maître de conférences, Ecole Centrale de Nantes

Remerciements

Je voudrais tout d'abord remercier mes deux directeurs de thèse, Michel Visonneau et Jacques-André Astolfi, de m'avoir fait confiance et donné l'opportunité de réaliser ce doctorat sur ces sujets intéressants que sont la cavitation et l'interaction fluide-structure. Merci d'avoir suivi avec attention le déroulement de mes travaux et de m'avoir aiguillé tout au long du parcours. Je tiens également à remercier vivement mes encadrants, Alban Leroyer et Frédéric Hauville. Merci Alban de m'avoir initié à la CFD dès mes études à l'école Centrale de Nantes, puis de m'avoir permis de continuer à développer cet intérêt en stage ou en option doctorat. Merci Fred pour ton expertise très précieuse lors des essais au tunnel de cavitation, tu m'as fait découvrir les joies de l'approche expérimentale. Je n'aurais pu espérer meilleur encadrement et direction pour ma thèse.

Je souhaite vivement remercier Mohamed Farhat et Eric Goncalves Da Silva pour l'important travail de rapporteurs qu'ils ont réalisé sur ce long manuscrit. Merci à David Le Touzé d'avoir accepté de présider mon jury de thèse, ainsi qu'aux membres du jury Marianna Braza et Olivier Coutier-Delgosha pour leurs échanges constructifs lors de ma soutenance.

Lors de cette thèse j'ai eu la chance d'être chaleureusement accueilli dans deux laboratoires, le LHEEA et l'IRENav. Je remercie donc tous les collègues que j'ai pu croiser durant ma thèse, les membres de l'équipe METHRIC de m'avoir aidé sur les points numériques et les membres de l'équipe M2EN pour tous les aspects expérimentaux, en particulier Alain Boulch pour son aide précieuse lors des essais au tunnel de cavitation de l'IRENav.

Cette thèse a pour moi été l'occasion de faire de belles rencontres et de mieux découvrir cette belle région qu'est la Bretagne. Merci surtout à mes amis, les indéfectibles de Toulouse, les anciens de Centrale et les plus récents, de Nantes ou Brest. Guillemette, merci pour tout, ta patience et tes encouragements. Je ne serais pas arrivé au bout de ce périple sans toi. Pour finir je souhaite remercier du fond du coeur ma soeur Lola et mes parents Brigitte et Alain, de m'avoir soutenu de façon inconditionnelle. Je vous dédie ce manuscrit de thèse.

Table des matières

I	Etude bibliographique	13
I.1	L'interaction fluide-structure	14
I.1.1	Présentation générale	14
I.1.1.a	Masse et raideur ajoutées	16
I.1.1.b	Nombres adimensionnels	17
I.1.2	Aéroélasticité quasi-statique	18
I.1.3	Aéroélasticité pseudo-statique	19
I.1.4	Vibrations forcées par l'écoulement	21
I.1.5	Simulation numérique d'interaction fluide-structure	24
I.1.5.a	Les méthodes découplée, partitionnée ou monolithique	24
I.1.5.b	Couplage en espace	25
I.1.5.c	Couplage en temps	27
I.1.5.d	Méthodes de résolution sur chaque sous-domaine	31
I.1.6	Applications aux profils portants	35
I.2	La cavitation	41
I.2.1	Présentation générale	41
I.2.2	Les différents types de cavitation	44
I.2.3	Modèles de cavitation	48
I.2.4	Applications aux profils portants	51
I.3	L'interaction fluide-structure en écoulement cavitant	56
I.4	Bilan	61
II	Méthodes expérimentales	63
II.1	Les profils utilisés	64
II.2	Le tunnel de cavitation	65
II.3	Mesure des efforts hydrodynamiques	66
II.4	Acquisition de champs de vitesse par PIV	68
II.4.1	Dispositifs de mesure	69
II.4.2	Traitements des images	70
II.4.3	Obtention des champs de vitesse	71
II.4.4	Calculs des efforts en régime subcavitant	75
II.5	Mesure des déformées statiques	78
II.5.1	Dispositifs de mesure	78
II.5.2	Traitements des mesures du télémètre	79
II.6	Mesure des vibrations	79
II.6.1	Dispositifs de mesure	79
II.6.2	Traitements des mesures du vibromètre	80
II.7	Etude de la cavitation avec caméra rapide	82

II.8 Bilan	84
III Méthodes numériques	87
III.1 Approche partitionnée pour la résolution du problème couplé	88
III.2 Résolution du problème fluide	89
III.2.1 Equations de Navier-Stokes en moyenne de Reynolds	89
III.2.2 Modélisation de la turbulence	92
III.2.2.a L'hypothèse de Boussinesq	92
III.2.2.b Le modèle $k - \omega$ SST de Menter	93
III.2.2.c Le modèle EASM (Explicit Algebraic Stress Model)	95
III.2.3 Modélisation de la cavitation	96
III.2.3.a Equation de transport pour la cavitation	96
III.2.3.b Les modèles de cavitation	97
III.2.4 Méthode des volumes finis et schémas de discrétisation	101
III.2.4.a Discrétisation temporelle	103
III.2.4.b Interpolation des inconnues sur les faces	103
III.2.4.c Reconstruction des gradients sur les faces	105
III.2.4.d Schémas NVD pour les flux convectifs	106
III.2.4.e Equation de Poisson pour la pression	108
III.2.5 Algorithme de couplage vitesse-pression	110
III.2.6 Conditions aux limites et résolution des systèmes linéaires	110
III.3 Approche modale pour les calculs avec interactions fluide-structure	113
III.3.1 Formulation du problème structure	113
III.3.2 Décomposition modale par méthode des éléments finis	114
III.3.3 Obtention des fréquences et modes propres avec Abaqus	117
III.4 Couplage fluide-structure dans ISIS-CFD	118
III.4.1 Déformation du maillage fluide	118
III.4.1.a Interpolation par RBF	118
III.4.1.b Algorithme "glouton"	120
III.4.1.c Loi de conservation géométrique pour la formulation ALE	122
III.4.2 Interpolation à l'interface fluide-structure	123
III.4.3 Conditions aux limites de transpiration	123
III.4.4 Stratégie de couplage	124
III.4.4.a Algorithme général	124
III.4.4.b Stabilité du couplage fluide-structure	125
III.4.4.c Stabilisation par relaxation : masse ajoutée artificielle	127
III.4.4.d Approche quasi-statique	128
III.5 Bilan	129
IV Résultats en écoulement subcavitant	131
IV.1 Profil rigide	132
IV.1.1 Maillages et conditions aux limites	132
IV.1.1.a Etude de convergence pour les maillages 2D	132
IV.1.1.b Maillages 3D	136
IV.1.1.c Influence des conditions en entrée de veine	138
IV.1.2 Analyse des résultats expérimentaux	141
IV.1.2.a Coefficients hydrodynamiques mesurés avec la balance	141
IV.1.2.b Coefficients de portance et de traînée calculés avec la PIV	149

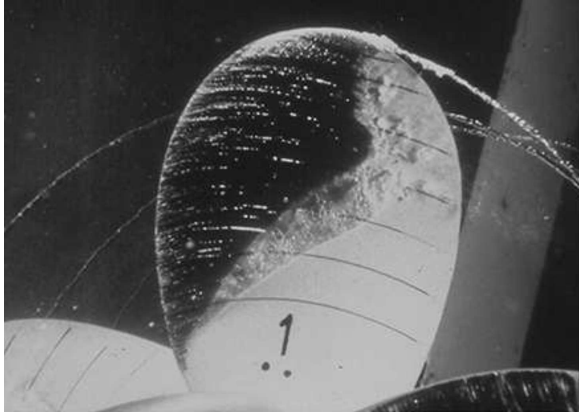
IV.1.3	Résultats numériques et comparaison avec les mesures	152
IV.1.3.a	Comparaison des efforts	152
IV.1.3.b	Influence de la géométrie du profil	154
IV.1.3.c	Discussion sur la transition turbulente des couches limites	159
IV.1.3.d	Comparaison des profils de vitesse	162
IV.2	Profil flexible	167
IV.2.1	Maillages fluide et structure	167
IV.2.1.a	Maillage 3D du domaine fluide	167
IV.2.1.b	Etude de convergence en maillage dans Abaqus	167
IV.2.2	Analyse des résultats expérimentaux	172
IV.2.2.a	Mesures des déformées statiques	172
IV.2.2.b	Mesures de vibrométrie	175
IV.2.3	Résultats numériques et comparaison avec les expériences	178
IV.2.3.a	Comparaison avec le profil rigide	179
IV.2.3.b	Déformées statiques et contraintes	179
IV.2.3.c	Modes, fréquences et amortissements	183
IV.2.3.d	Influence de l'interstice	187
IV.3	Bilan	189
V	Résultats en écoulement cavitant	191
V.1	Profil rigide	192
V.1.1	Maillages et pas de temps	193
V.1.1.a	Influence du maillage et du pas de temps en 2D	193
V.1.1.b	Maillage 3D et pas de temps	199
V.1.2	Analyse des résultats expérimentaux	200
V.1.2.a	Dynamiques de poche	200
V.1.2.b	Lâchers de vapeur et jet re-entrant	207
V.1.2.c	Coefficients hydrodynamiques	211
V.1.3	Simulations numériques 2D préliminaires	215
V.1.3.a	Influence du modèle de cavitation	215
V.1.3.b	Influence de la turbulence	222
V.1.3.c	Analyse des lâchers de vapeur par SPOD	224
V.1.3.d	Bilan sur les simulations 2D	230
V.1.4	Comparaison des simulations 3D aux essais	231
V.1.4.a	Calibration du modèle de cavitation et correction de la viscosité turbulente	232
V.1.4.b	Comparaison des poches de vapeur	233
V.1.4.c	Comparaison des coefficients hydrodynamiques	239
V.1.5	Bilan sur le profil rigide	243
V.2	Profil flexible	244
V.2.1	Analyse des résultats expérimentaux	244
V.2.1.a	Spectres de vibration	244
V.2.1.b	Vitesses de vibration instantanées	246
V.2.1.c	Comparaison des dynamiques de cavitation pour $\sigma = 1.58$ et $\sigma = 1.41$	247
V.2.1.d	Modes propres du profil en écoulement cavitant	250
V.2.1.e	Effets de masse ajoutée	252
V.2.1.f	Acquisitions PIV	253

V.2.1.g	Flexion du profil	258
V.2.1.h	Bilan de l'approche expérimentale	260
V.2.2	Résultats numériques	262
V.2.2.a	Comparaison des amplitudes de vibration aux essais	262
V.2.2.b	Analyse des dynamiques de poche	271
V.2.2.c	Effets de masses ajoutées	273
V.2.2.d	Comparaison avec les acquisitions PIV	276
V.2.2.e	Comparaison des performances hydrodynamiques avec le profil rigide	279
V.2.3	Bilan sur le profil flexible	281
Conclusion et perspectives		283
A Décomposition spectrale en modes orthogonaux (SPOD)		313
A.1	Procédure dans le cas général	313
A.2	Cas particulier des champs de vitesse PIV en écoulement cavitant	315
B Procédure utilisée pour les moyennes de phase		317
B.1	Méthode basée sur la transformée d'Hilbert	317
B.2	Cas particulier de la PIV en écoulement cavitant	318
C Modèle de transition		321

Introduction

L'étude de profils portants est fondamentale dans la conception navale, tant dans le domaine du transport maritime que pour des applications de loisir ou de pratiques sportives. Les pales d'hélices de navires ou les hydrofoils de catamarans de course sont deux exemples représentatifs de l'intérêt que représentent ces profils dans l'architecture navale. Bien que la majorité des hélices soient traditionnellement fabriquées en alliages métalliques (acier inoxydable, Br-Al-Ni, ...), des hélices en polymères ou composites sont de plus en plus utilisées pour la plaisance ou la pratique sportive. Ces matériaux permettent une réduction de masse ainsi qu'une meilleure résistance à la corrosion. Plus légères, ces structures sont également souvent plus flexibles et peuvent donc faire apparaître des interactions fluide-structure qui doivent être prises en compte lors de la conception. Les vibrations d'une hélice en écoulement peuvent par exemple engendrer des problèmes de fatigue et de rupture. Au contraire, l'utilisation de matériaux flexibles peut permettre à la structure de s'adapter à l'écoulement, et ainsi augmenter les performances. Les corps portants immergés peuvent aussi être sujets à la cavitation : l'apparition de bulles ou de poches de vapeur autour du profil, lorsque la pression locale de l'écoulement est inférieure à la pression de vapeur saturante de l'eau (figure 1a). Ce phénomène de nature très instationnaire peut augmenter significativement les vibrations de la structure, et être à l'origine de chutes brutales des performances hydrodynamiques ainsi que de nuisance sonore, inconfortable pour le transport de passagers ou critique dans le cas d'une hélice de sous-marin militaire. Le contrôle de forme actif ou passif qu'offrent les hélices ou hydrofoils en matériaux composites peut avantageusement permettre de retarder l'apparition de cavitation. Dans un contexte où la réduction de la consommation de carburant associé au trafic maritime devient un enjeu écologique et économique majeur, l'étude de profils portants flexibles en écoulement cavitant est donc essentielle à la conception des futures hélices. D'autre part, la présence de voiliers sur foils prenant part à la Coupe de l'America depuis plusieurs années (figure 1d) ou l'entrée aux Jeux Olympiques de compétitions sur planches à voile équipées de foils (IQFoil), témoignent de l'intérêt croissant pour les hydrofoils.

Cette thèse a été réalisée dans le cadre d'une collaboration entre l'Institut de Recherche de l'Ecole Navale (IRENav) et le Laboratoire de Recherche en Hydrodynamique, Energétique et Environnement Atmosphérique (LHEEA), et financée par Brest-Métropole et l'Ecole Centrale de Nantes. Ce travail porte sur l'étude d'écoulements potentiellement cavitants autour d'un profil flexible. Alors que la plupart des études scientifiques sur le sujet consiste en des essais expérimentaux ou des simulations numériques, ce partenariat permet de mettre en place une approche conjointe expérimentale et numérique. Les essais ont ainsi pu être mis en place au tunnel de cavitation de l'IRENav et les simulations ont été effectuées à l'aide du code numérique ISIS-CFD développé par l'équipe METHRIC (Modélisation des Ecoulements Turbulents à Hauts Reynolds Incompressibles



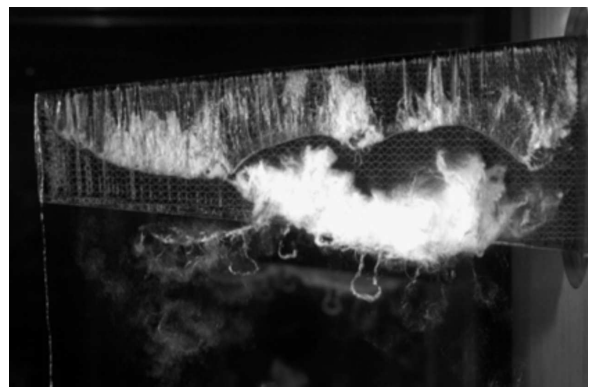
(a) Poche de cavitation sur une pale (extrait de Carlton [1])



(b) Erosion sur un gouvernail due à la cavitation autour de l'hélice (extrait de Kim et al. [2])



(c) Monocoque de l'équipe de Nouvelle-Zélande lors de la Coupe de l'America 2021 (sailworld.com)



(d) Cavitation sur un foil en composite (extrait de Smith et al. [3])

et Couplages). Ce travail s'inscrit dans la continuité de thèses portant sur l'interaction fluide-structure et/ou la cavitation : celles de Leroux [4], Ducoin [5], Gaugain [6] et Lelong [7], réalisées à l'IRENav, ainsi que les thèses de De Nayer [8], Yvin [9] et Ramirez [10] effectuées au LHEEA. Une partie de la thèse vise à obtenir des données expérimentales pour les cas d'un profil rigide et d'un profil flexible homogène en écoulement subcavitant et cavitant. Ces données sont ensuite utilisées pour valider l'approche numérique employée, par comparaison des résultats numériques et expérimentaux. Les profils sont deux NACA 0015 : le premier en acier inoxydable (profil rigide) et le second en polyoxyméthylène (POM). Les données expérimentales récoltées dans la thèse de Lelong [7] ont été étoffées dans ce travail pour la comparaison avec les simulations. L'approche modale 3D employée pour les simulations permet de limiter les temps de calculs par rapport à l'approche partitionnée utilisée par Gaugain [6] et donc d'étudier un plus grand nombre de conditions d'écoulement.

Ce manuscrit se compose de cinq chapitres. Le premier consiste en une étude bibliographique, s'attachant à présenter succinctement les phénomènes d'interaction fluide-structure et de cavitation, ainsi que les récents travaux scientifiques publiés sur ces sujets.

Le deuxième chapitre présente les méthodes expérimentales mises en place pour les essais. Une description des profils utilisés et du tunnel de cavitation de l'IRENav est d'abord proposée. Les procédures d'acquisition par PIV (Particle Image Velocimetry), les

pré-traitements des images de caméra ainsi que les systèmes de mesure des déformations par télémétrie et de vibrations à l'aide du vibromètre laser sont ensuite exposés.

Le troisième chapitre porte sur l'approche numérique utilisée pour les simulations. Dans un premier temps, les équations URANS (Unsteady Reynolds Averaged Navier-Stokes) à résoudre dans le domaine fluide sont rappelées et les modèles de turbulence et de cavitation sont présentés. Les schémas de discrétisation temporelle et spatiale de la méthode volumes finis sont également décrits. L'approche numérique utilisée pour l'extraction des modes du profil est ensuite développée. La dernière section de ce chapitre décrit la stratégie de couplage permettant la résolution du problème fluide-structure.

Le quatrième chapitre rassemble les résultats en écoulement subcavitant pour le profil rigide et le profil flexible à différentes incidences et nombres de Reynolds. Les essais sur le profil en acier reposent majoritairement sur des mesures d'efforts et des acquisitions PIV. Pour le profil flexible les déformées sont obtenues par télémétrie, et les amplitudes de vibrations sont mesurées à l'aide d'un vibromètre. Les résultats numériques sont ensuite comparés aux données expérimentales et des interprétations sur l'origine des écarts observés sont proposées.

Différents écoulements cavitants autour des profils rigide et flexible sont analysés dans le cinquième chapitre. Les mesures d'efforts et les images de caméra rapide sont utilisées pour valider le modèle numérique sur le cas rigide. Les fréquences caractéristiques de la réponse hydroélastique du profil en POM sont déterminées à l'aide du vibromètre laser et des mesures de champs de vitesse par PIV permettent d'étudier la dynamique de l'écoulement avec cavitation. Les résultats des simulations sur le profil flexible en écoulement cavitant permettent alors d'estimer la fiabilité de l'approche numérique utilisée. Une discussion sur les effets de masses ajoutées et d'accrochage fréquentiel est présentée, s'appuyant sur l'analyse croisée des résultats numériques et expérimentaux.

Chapitre I

Etude bibliographique

Sommaire

I.1	L'interaction fluide-structure	14
I.1.1	Présentation générale	14
I.1.2	Aéroélasticité quasi-statique	18
I.1.3	Aéroélasticité pseudo-statique	19
I.1.4	Vibrations forcées par l'écoulement	21
I.1.5	Simulation numérique d'interaction fluide-structure	24
I.1.6	Applications aux profils portants	35
I.2	La cavitation	41
I.2.1	Présentation générale	41
I.2.2	Les différents types de cavitation	44
I.2.3	Modèles de cavitation	48
I.2.4	Applications aux profils portants	51
I.3	L'interaction fluide-structure en écoulement cavitant	56
I.4	Bilan	61

Préambule :

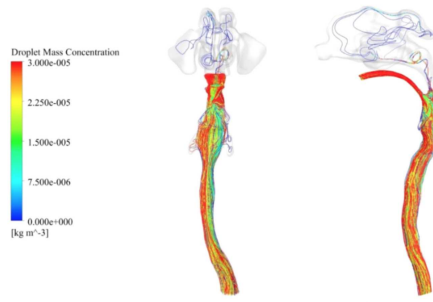
La première partie de ce chapitre est consacrée à l'interaction fluide-structure, la deuxième au phénomène de cavitation. La dernière section traite de l'interaction fluide-structure dans le cas d'écoulements cavitants.

I.1 L'interaction fluide-structure

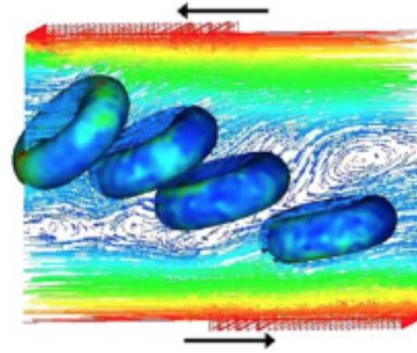
Cette section introduit les phénomènes d'interaction fluide-structure (FSI, *Fluid-Structure Interaction*). Après une présentation générale, certains aspects de l'interaction fluide-structure sont abordés à l'aide d'exemples académiques. Les stratégies de résolution numérique les plus utilisées sont développées et certains des abondants travaux scientifiques sur le sujet sont présentés.

I.1.1 Présentation générale

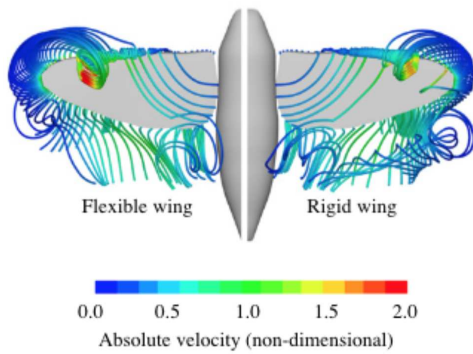
La cinématique et la dynamique d'une structure mobile ou déformable peuvent être influencées par le fluide dans lequel elle est immergée. Les contraintes qu'exerce le fluide à la surface de la structure sont susceptibles de modifier l'interface, dont les déplacements peuvent en retour modifier l'écoulement. Il existe donc un couplage des échanges d'énergie mécanique entre la structure et le fluide, et on parle alors d'interaction fluide-structure. Ce type de couplage apparaît dans de nombreux domaines scientifiques, que ce soit pour les déplacements de solides ou les déformations de structures flexibles dans un écoulement. Dans le domaine médical par exemple, De Hart et al. [16] étudient l'interaction entre une valve cardiaque et l'écoulement sanguin, Verbruggen et al. [17] simulent les déformations de cellules ostéocytes (cellules osseuses) *in vivo*. Liu et al. [12] analysent les mouvements de globules rouges dans le sang (figure I.1b). Mortazavi et al. [11] simulent la déposition de microgouttes de SARS-CoV-2 dans le système respiratoire (figure I.1a). L'interaction fluide-structure est également importante pour la modélisation numérique des instruments de musique, tel qu'une guitare, dont le son dépend des vibrations de la caisse de résonance (Derveaux et al. [18]). Les déformations d'une structure dans l'air sont largement étudiées dans plusieurs domaines d'ingénierie : Bazilevs et al. [19] et Liu et al. [12] (figure I.1f) analysent les déformations d'une pale d'éolienne, Szabó et Györgyi [20] prennent en compte l'interaction fluide-structure pour l'étude d'un pont, Wood et al. [21] mesurent les déformations d'un dôme flexible soumis à un écoulement. L'interaction fluide-structure soulève également des problématiques dans le domaine naval. Ma et Mahfuz [22] s'intéressent aux critères de rupture d'une coque en composite dans une mer agitée. Plusieurs travaux scientifiques (Paik et al. [23], Ojeda et al. [24]) étudient les déformations d'une coque soumise à un mouvement de tossage (*slamming* en anglais). Sreejith et al. [25] simulent les déformations de tuyaux transportant des fluides pressurisés, similaires à ceux que l'on peut trouver dans les réacteurs de centrales nucléaires. Dans le cadre des recherches sur le biomimétisme, les phénomènes d'interaction fluide-structure sont intimement liés aux moyens de locomotion des poissons, des oiseaux ou des insectes, évoluant dans l'eau ou dans l'air. Ainsi Nakata et Liu [13] étudient les vols de plusieurs insectes, tandis que Leroyer et Visonneau [26] et Gazzola et al. [14] simulent la nage de poissons, ces travaux cherchant à comprendre d'où ces animaux tirent leur excellente manoeuvrabilité. Les simulations de structures flexibles se déformant sous l'effet d'écoulements sont très utiles dans les phases de conception : Long et al. [27] cherchent



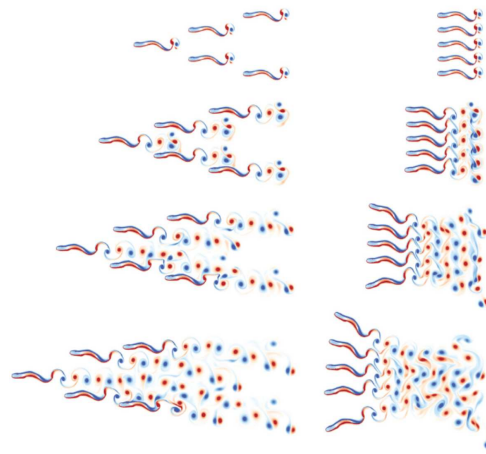
(a) Déposition de gouttes dans le système respiratoire (Mortazavi et al. [11])



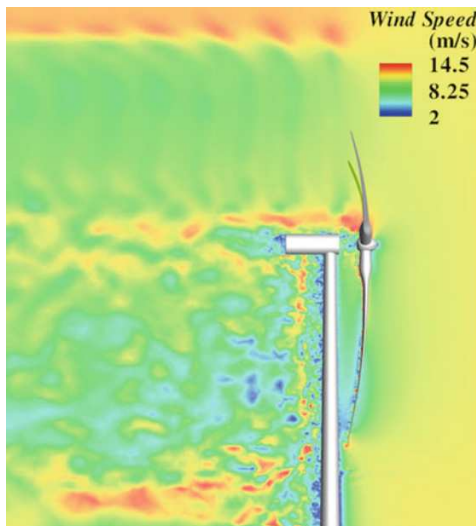
(b) Mouvements de globules rouges dans le sang (Liu et al. [12])



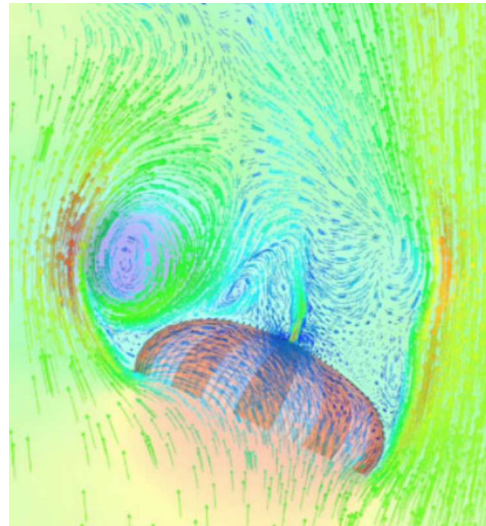
(c) Lignes de courant autour d'une aile d'insecte (Nakata et Liu [13])



(d) Simulation de la nage d'un groupe de poissons (Gazzola et al. [14])



(e) Simulation des déformations d'une éolienne sous l'action du vent (Liu et al. [12])

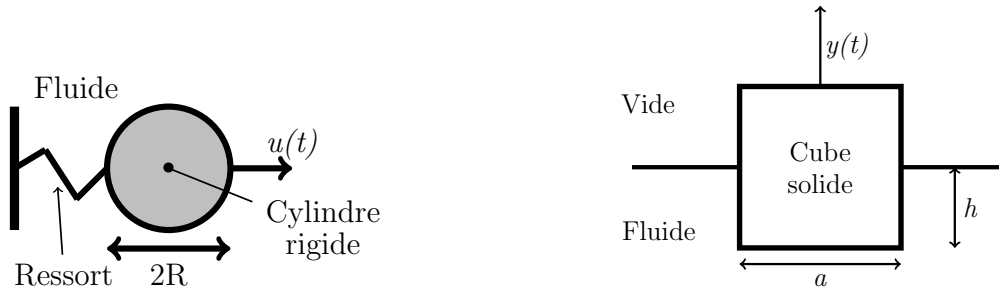


(f) Pression et vitesses issues de la simulation FSI d'un parachute (Takizawa et al. [15])

FIGURE I.1 – Divers exemples de simulations numériques d'interactions fluide-structure.

à optimiser un appareil d'assistance ventriculaire pour limiter le risque de thrombose, Allen et al. [28] étudient l'optimisation d'une aile d'avion. Sacher et al. [29] utilisent des métamodèles pour optimiser les réglages d'une voile d'IMOCA. Les interactions fluide-structure existent dans un très grand nombre de problèmes et sont donc aujourd'hui le sujet d'une multitude de travaux, dont les exemples proposés ci-dessus ne représentent qu'une très petite partie. Cet intérêt de la communauté scientifique est fortement encouragé par le développement des moyens de calculs numériques au cours des dernières décennies.

I.1.1.a Masse et raideur ajoutées



(a) Cylindre attaché à un ressort dans un fluide au repos (adapté de Sigrist [30])

(b) Cube partiellement immergé (adapté de De Langre [31])

FIGURE I.2 – Deux cas académiques d'interaction fluide-structure.

Bien que pour la majorité des problèmes industriels l'étude de l'interaction fluide-structure nécessite l'usage de simulations numériques, certains aspects fondamentaux peuvent être illustrés à l'aide de cas académiques. L'analyse des déplacements d'un cylindre solide dans un fluide au repos, telle que présentée par Sigrist [30] (figure I.2a), permet ainsi d'aborder la notion de masse ajoutée. L'équation régissant le déplacement horizontal du cylindre $u(t)$ est la suivante :

$$m\ddot{u}(t) + ku(t) = F(t) \quad (\text{I.1})$$

avec m la masse du cylindre, k la raideur du ressort et F la force qu'exerce le fluide sur le cylindre. La pression du fluide à la surface du solide dépend de la cinématique du cylindre et sous l'hypothèse d'un écoulement potentiel, on peut montrer qu'elle s'écrit :

$$F(t) = -\rho_f \pi R^2 \ddot{u}(t)$$

avec ρ_f la masse volumique du fluide. L'équation I.1 peut alors être mise sous la forme :

$$(m + m_a)\ddot{u}(t) + ku(t) = 0, \quad \text{avec} \quad m_a = \rho_f \pi R^2 \quad (\text{I.2})$$

Dans ce cas, l'influence du fluide est purement inertielle et correspond à la mise en mouvement du fluide autour du cylindre. La quantité inertielle m_a est appelée masse ajoutée. En l'absence de fluide, les oscillations du cylindre se feraient à la fréquence $f_0 = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{k}{m}}$. La présence du fluide a tendance à diminuer la fréquence des oscillations, qui vaut dans ce cas $f_w = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{k}{m+m_a}}$.

On s'intéresse maintenant aux déplacements verticaux $y(t)$ d'un cube solide de masse m partiellement immergé dans un fluide autour de sa position d'équilibre h (figure I.2b). En ne considérant que les efforts dus à la pression hydrostatique, la force $F(t)$ correspond à la poussée d'Archimède, et s'écrit (De Langre [31]) :

$$F(t) = -a^2 g \rho_f y(t)$$

avec g l'accélération de pesanteur et a le côté du cube. La force qu'exerce le fluide dépend ici de la position $y(t)$ du solide et l'équation régissant le mouvement du cube s'écrit :

$$m\ddot{y}(t) + k_a y(t) = 0, \quad \text{avec} \quad k_a = a^2 g \rho_f \quad (\text{I.3})$$

L'influence du fluide sur le mouvement du solide se traduit dans ce cas par une raideur ajoutée k_a , due au gradient de pression existant dans le fluide. Dans le cas d'une structure déformable, il peut aussi exister une raideur de forme, créée par les variations de la géométrie à l'interface fluide-structure. En plus des phénomènes de masse et de raideur ajoutée illustrés par ces simples exemples, l'interaction fluide-structure peut prendre de multiples formes, telles que la présence d'amortissement ajouté Nakamura et al. [32], ou d'effet d'histoire pour des écoulements visqueux (De Langre [31]).

I.1.1.b Nombres adimensionnels

Alors que dans les deux exemples précédents, le fluide est au repos, une grande partie des problèmes d'interaction fluide-structure concerne des structures soumises à un écoulement. L'écoulement fluide est traditionnellement caractérisé par des nombres adimensionnels, traduisant l'importance relative des différents mécanismes de transferts existant dans l'écoulement. Les trois nombres adimensionnels les plus utilisés sont les suivants :

- le nombre de Reynolds $Re = \frac{U_0 L}{\nu}$ avec U_0 et L représentant la vitesse et la longueur caractéristique de l'écoulement, et ν la viscosité cinématique du fluide. Le nombre de Reynolds mesure l'importance relative de la convection par rapport à la diffusion. Pour des nombres de Reynolds élevés, l'écoulement est dominé par la convection, tandis que pour de faibles valeurs de Re , la diffusion visqueuse est dominante.
- le nombre de Froude $Fr = \frac{U_0}{\sqrt{gL}}$, où g est l'accélération de pesanteur. Ce nombre rend compte de l'importance des efforts d'inertie par rapport à la force de pesanteur. Il est très utile dans le cas d'écoulement avec surface libre, car il permet d'estimer l'importance de la résistance due au champs de vague. Pour de faibles nombres de Froude, la contribution de la résistance de vague à la résistance à l'avancement d'un navire est faible par rapport aux forces de frottement et de pression.
- le nombre de Mach $Ma = \frac{U_0}{c_0}$ avec c_0 la vitesse des ondes sonores dans le fluide. Lorsque la vitesse de l'écoulement s'approche de la vitesse du son, des effets de compressibilité existent dans l'écoulement. Au contraire pour des nombres de Mach inférieurs à 0.3, le fluide peut être considéré comme incompressible.

Dans le cas d'un écoulement cavitant, on peut ajouter le paramètre de cavitation qui permet de caractériser l'apparition de cavitation, comme présenté dans la section I.2. On peut également citer le nombre de Strouhal $St = \frac{fL}{U_0}$, employé lorsqu'une fréquence caractéristique f existe dans l'écoulement, comme dans le cas d'une allée de vortex de Von Karman ou de lâchers de nuages de vapeur en écoulement cavitant.

Lorsque l'écoulement fluide est susceptible d'être influencé par les mouvements d'une structure, le théorème de Vaschy-Buckingham montre que l'on peut construire de nouveaux nombres adimensionnels, caractérisant le couplage fluide-structure. Les nombres adimensionnels les plus utilisés sont les suivants :

- le nombre de masse $M = \frac{\rho_f}{\rho_s}$, qui mesure l'importance relative des effets inertiels du fluide et de la structure. Lorsque la masse volumique du fluide ρ_f est du même ordre de grandeur que celle de la structure ρ_s , les effets de masse ajoutée sont importants. Dans ce cas, du point de vue numérique, une stratégie de stabilisation du couplage fluide-structure peut être nécessaire (cf section III.4.4.c).
- le nombre de Cauchy $C_y = \frac{\rho_f U_0^2}{E}$, où E est le module d'Young de la structure. Ce nombre adimensionnel caractérise l'importance des déformations de la structure sous l'influence des contraintes de pression dynamique. Pour de faibles valeurs de C_y , la structure se déforme peu et les contraintes externes exercées par le fluide peuvent être négligées. A l'interface fluide-structure, la condition dynamique sur les contraintes σ peut alors s'écrire $\underline{\underline{\sigma}} \cdot \mathbf{n} = \mathbf{0}$ (De Langre [31]).
- le nombre de Froude dynamique $F_D = \frac{c_s}{\sqrt{gL}}$ avec $c_s = \sqrt{\frac{E}{\rho_s}}$ la vitesse de propagation des ondes élastiques dans la structure. Il correspond au rapport des vitesses de propagation des ondes élastiques et des ondes de surface.
- le nombre de Stokes $S = \frac{c_s L}{\nu}$ mesure des vibrations élastiques par rapport à la diffusion visqueuse. Comme pour le nombre de Reynolds, des valeurs importantes de S permettent de négliger la diffusion visqueuse.
- la vitesse réduite $U_r = \frac{U_0}{c_s}$. Ce nombre permet de comparer les échelles de temps caractéristiques de l'écoulement et de la structure.

En fonction des valeurs que prennent ces nombres adimensionnels, il est possible de classer les problèmes fluide-structure et de formuler des hypothèses simplificatrices. Pour de faibles vitesses réduites par exemple, le fluide peut être considéré comme immobile par rapport à la structure, comme dans l'étude des déformations d'un barrage hydraulique. Pour de très grandes valeurs de la vitesse réduite, le temps caractéristique de la structure est bien plus long que celui de l'écoulement, et du point de vue fluide, la structure semble cette fois immobile. Ce type de problèmes a été largement étudié dans le domaine aéronautique, où les vitesses d'écoulement sont très importantes, et les interactions pour lesquelles $U_r \gg 1$ sont regroupées sous le terme d'aéroélasticité.

I.1.2 Aéroélasticité quasi-statique

Sous l'hypothèse de très grandes vitesses réduites, il est possible de considérer les contraintes fluides comme des efforts statiques sur la structure. Le couplage fluide-structure est alors simplifié : le fluide impose les efforts à l'interface (condition dynamique) tandis que le solide donne la position de l'interface (condition cinématique). Deux instabilités fluide-structure bien connues peuvent être analysées dans le cadre de l'aéroélasticité. La première est l'étude des petites oscillations de torsion $\theta(t)$ d'une aile 2D de corde c , soumise à un écoulement (figure I.3a). L'angle de torsion satisfait l'équation d'un oscillateur forcé (De Langre [31]) :

$$J\ddot{\theta}(t) + C\theta(t) = M_f(t) \tag{I.4}$$

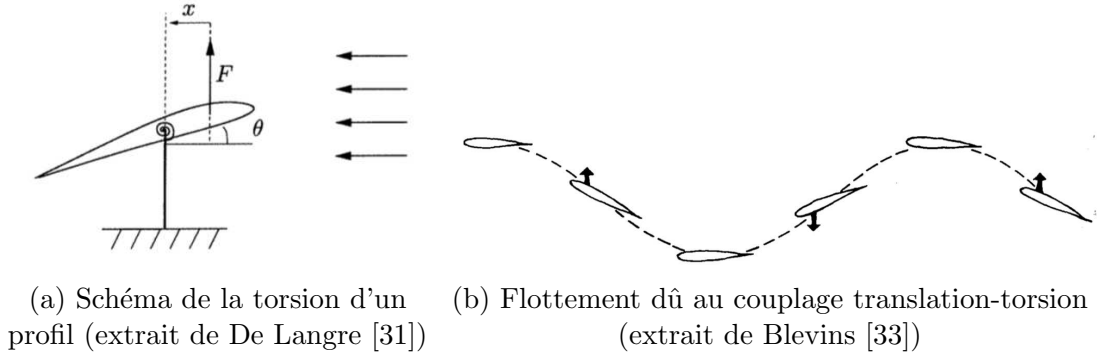


FIGURE I.3 – Exemples d'instabilités fluide-structure d'un profil d'aile.

où J et C sont les moments d'inertie et de raideur linéique par rapport à l'axe de rotation de l'aile, et M_f le moment exercé par le fluide. Dans le cadre de l'aéroélasticité, le moment exercé par le fluide dépend de la position de l'aile et on peut montrer que pour un profil symétrique on a :

$$\ddot{\theta}(t) + \theta(t) = 2\pi C_y \frac{x}{c} \theta(t)$$

où x est la distance du point d'application de la force de portance par rapport à l'axe de rotation. Dans l'équation précédente, on retrouve le nombre de Cauchy, qui s'écrit dans cet exemple $C_y = \frac{\rho_f U_0^2 c^2}{2C}$. On voit bien que pour de faibles valeurs de C_y les oscillations du profil restent limitées. Comme dans le cas du cube partiellement immergé (figure I.2b), les efforts exercés par le fluide dépendent de la position de la structure, et se traduisent donc par un effet de raideur ajoutée. On peut écrire l'équation précédente sous la forme :

$$\ddot{\theta}(t) + \left(1 - 2\pi C_y \frac{x}{c}\right) \theta(t) = 0$$

Le terme de raideur ajoutée peut être trompeur. En effet, dans cet exemple, la raideur ajoutée est négative pour $x > 0$ et il existe donc une valeur du nombre de Cauchy pour laquelle la raideur effective est nulle. Cette valeur critique est obtenue pour une vitesse $U_0 = \sqrt{\frac{C}{\pi \rho L x}}$. Pour des vitesses supérieures, la réponse en torsion de l'aile à une perturbation initiale augmente de façon exponentielle, pouvant conduire à une rupture soudaine de la structure. Cette instabilité est appelée divergence statique. Le cadre théorique de l'aéroélasticité permet d'étudier une grande diversité de problèmes aéronautiques. On peut par exemple citer le flottement d'une aile (*flutter* en anglais), qui peut être dû au couplage anti-symétrique entre un mode de torsion et un mode de flexion (De Langre [31], Dowell at. [34]).

I.1.3 Aéroélasticité pseudo-statique

Lorsque les temps caractéristiques du fluide et de la structure sont du même ordre de grandeur ($U_r \approx 1$), les hypothèses simplificatrices de l'aéroélasticité quasi-statique ou du fluide stagnant ne sont plus valables. Contrairement à la théorie de l'aéroélasticité quasi-statique, la structure n'est plus immobile du point de vue du fluide et peut modifier significativement l'écoulement. La force du couplage fluide-structure peut alors être bien plus importante que dans les exemples présentés précédemment. Lorsque la vitesse réduite

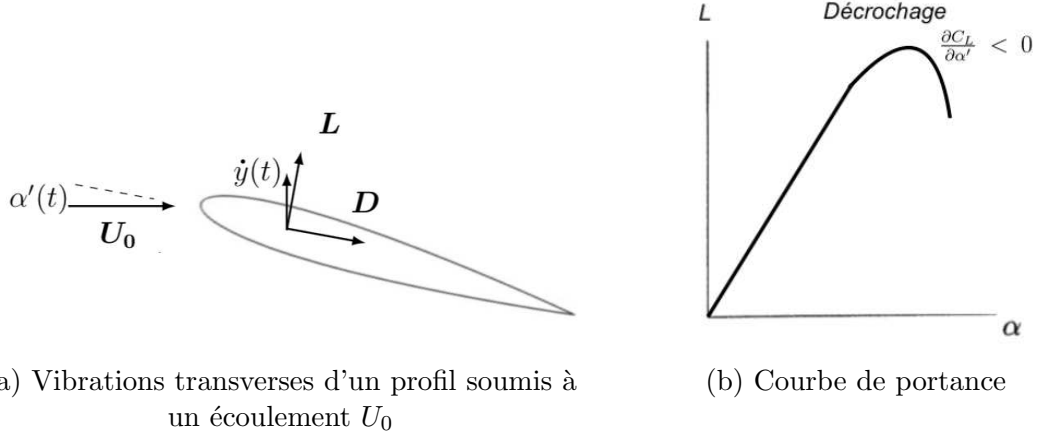


FIGURE I.4 – Schémas pour l'étude d'un cas de flottement de décrochage

est supérieure au déplacement normalisé $U_r^2 \gg \mathcal{D} = \frac{c_0}{L}$ il est toutefois possible de considérer que la vitesse à l'interface fluide-structure est constante (De Langre [31]) et on définit ainsi le cadre de l'aéroélasticité pseudo-statique. Afin d'illustrer cette théorie, considérons les oscillations de translation d'un profil d'aile dans la direction transverse à un écoulement (figure I.4a). Notons L et D les forces de portance et de traînée, ainsi que $\dot{y}(t)$ la vitesse verticale du profil et α_0 son angle d'incidence par rapport à l'horizontale. Du fait de la vitesse de déplacement vertical du profil, l'incidence effective du profil s'écrit $\alpha_{\text{eff}}(t) = \alpha_0 + \alpha'(t)$, avec :

$$\alpha'(t) = \tan^{-1} \left(-\frac{\dot{y}}{U_0} \right)$$

La force verticale exercée par le fluide sur le profil s'écrit donc :

$$F_y(t) = \frac{1}{2} \rho_f c U_0^2 C_L(\alpha_{\text{eff}}) \cos(\alpha') \quad (\text{I.5})$$

Pour de petits angles induits α' , un développement limité au premier ordre de la force donne :

$$F_y(t) = F_0 - \frac{1}{2} \rho_f U_0 c \frac{\partial C_L}{\partial \alpha'} \dot{y}(t) \quad (\text{I.6})$$

L'analyse de l'expression précédente montre que les efforts fluides dépendent fortement de la vitesse du solide $\dot{y}(t)$. L'influence de l'écoulement sur la dynamique de la structure prend donc la forme d'un amortissement ajouté. Pour un profil symétrique et de petites incidences initiales α_0 , $\frac{\partial C_L}{\partial \alpha'} > 0$ et la relation (I.6) montre que lorsque la vitesse \dot{y} augmente, la force verticale diminue. L'écoulement a donc tendance à amortir le mouvement du profil. Au contraire, pour des angles d'attaque α_0 supérieurs à l'angle de décrochage, on a $\frac{\partial C_L}{\partial \alpha'} < 0$. Dans ce cas, les fluctuations de portance sont du même signe que la vitesse verticale, et la force déstabilise le profil. Ce type d'instabilité est généralement appelé phénomène de galop (*galloping*), ou flottement de décrochage dans le cas spécifique d'une aile. Elle peut par exemple apparaître lorsque des accrétions de glace se forment autour de câbles électriques flexibles (McComber et Paradis [35]), ou dans les échangeurs thermiques de centrales nucléaires (Shinde et al. [36]). Dès 1985, le *galloping* est étudié par Den Hartog [37], qui propose le premier une condition relativement simple d'apparition du phénomène.

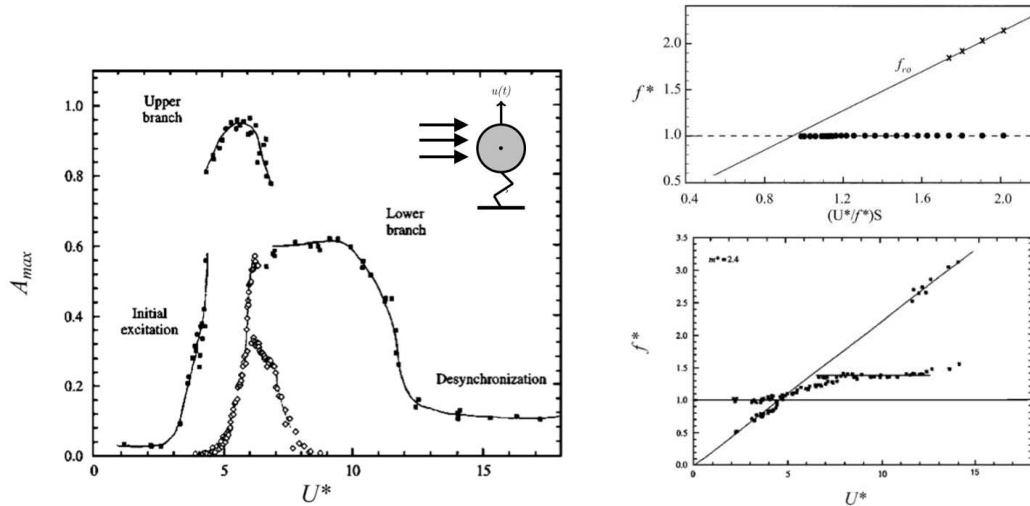
Rappelons que les vibrations d’une aile soumise à un écoulement sont étudiées de manière théorique dès le début du 20^{ème} siècle, avec les travaux de Theodorsen [38]. Sa théorie de l’aéroélasticité sera plus tard reprise par de nombreux auteurs (Blake et Maga [39], Landhal et Stark [40]). Toutefois, les développements des expressions théoriques sont plutôt lourds et sont restreints aux vibrations harmoniques d’une aile en flexion et en torsion. Aujourd’hui, les simulations numériques sont plus répandues et permettent d’étudier une plus grande variété de problèmes.

I.1.4 Vibrations forcées par l’écoulement

Dans certaines configurations, les mouvements de la structure peuvent être forcés par des mécanismes instationnaires existants dans l’écoulement. L’exemple le plus célèbre de tels mécanismes est peut être la formation d’une allée de vortex de Von Karman dans le sillage d’un corps non-profilé. Les fluctuations de portance causées par la dynamique d’une poche de cavitation ou par des instabilités de transition de couche limite sont également susceptibles d’être à l’origine des vibrations d’un hydrofoil flexible.

Depuis cinquante ans, l’intérêt des scientifiques pour les vibrations forcées par des lâchers de vortex (VIV, *Vortex-Induced Vibrations*) ne cesse de grandir. Ce type de problèmes peut par exemple exister dans le cas de risers (Hong et Shah [41]) pour lesquels il est primordial de pouvoir prédire l’amplitude des vibrations pouvant se développer. Les oscillations de cylindres solides libres de se déplacer, de façon élastique, dans la direction transverse à un écoulement, constituent un cas générique de VIV. Ce problème a donc été largement étudié, pour différentes sections de cylindre et différents écoulements (Sarpkaya [42], Williamson et Govardhan [43]). Dans le cas d’un cylindre circulaire, les vibrations apparaissent lorsque la fréquence des lâchers de tourbillon se rapproche de la fréquence propre f_0 du système cylindre-ressort. Pour des nombres de Reynolds modérés (entre $Re = 10^2$ et $Re = 10^4$), la fréquence des lâchers f_v varie linéairement avec la vitesse, de sorte que la valeur du nombre de Strouhal reste voisine de $St \approx 0.2$. En définissant la vitesse réduite $U^* = U_0/(f_0 D)$, avec D le diamètre du cylindre, la résonance entre les lâchers de vortex et le système cylindre-ressort doit apparaître autour de $U^* \approx 5$ (pour $f_v \approx f_0$ on a $U^* \approx 1/St$). La figure I.5a montre que c’est bien ce que l’on trouve expérimentalement. Cependant, les vibrations du cylindre ne sont pas tout à fait les mêmes dans l’air ou dans l’eau. Les expériences montrent que le comportement du système dépend du nombre de masse $m^* = 4m/(\pi \rho_f D^2 L)$ (avec m et L la masse et longueur du cylindre), ainsi que de l’amortissement ζ . Pour des valeurs élevées de $m^* \zeta$ (cylindre dans l’air), la courbe des amplitudes maximales de vibrations pour vitesses réduites croissantes est composée de deux branches : une branche correspondant à l’initiation de la résonance ($4 < U^* < 6$ sur la figure I.5a) et une branche d’amplitudes moins importantes (*lower branch*). Pour des valeurs plus faibles de $m^* \zeta$ (cylindre dans l’eau), la courbe est composée d’une branche supplémentaire (*upper branch*), dont les amplitudes sont supérieures à celles des deux autres branches.

Les fréquences d’oscillation du cylindre f sont également différentes dans les deux cas (figure I.5b). Dans l’air, le ratio des fréquences $f^* = f/f_0$ reste proche de l’unité sur le domaine où la réponse du cylindre est importante. Il existe alors un accrochage fréquentiel (*frequency lock-in*) entre la fréquence des lâchers de tourbillon et la fréquence des vibrations, toutes deux proches de la fréquence propre f_0 du système cylindre-ressort. Dans l’eau, les oscillations du cylindre dans la phase d’initiation se font à une fréquence



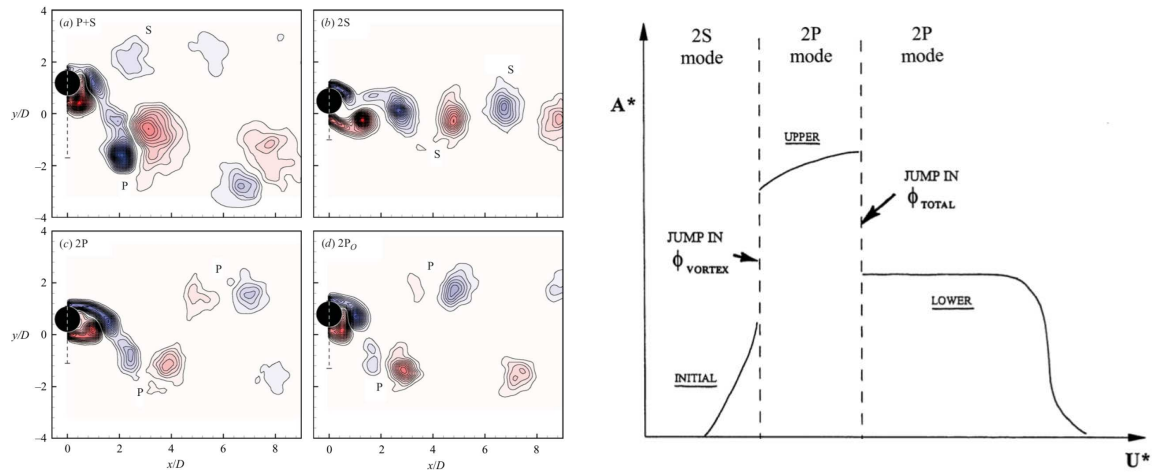
(a) Amplitude maximale des vibrations. Les carrés pleins correspondent à de faibles valeurs de $m^*\zeta$, les losanges vides à des valeurs élevées. (b) Fréquences des oscillations. En haut pour de faibles valeurs de $m^*\zeta$, en bas pour des valeurs élevées.

FIGURE I.5 – Amplitudes et fréquences des vibrations transverses à l’écoulement d’un cylindre circulaire en fonction de la vitesse réduite U^* (adaptés de Williamson et Govardhan [44])

proche de la fréquence propre f_0 , puis f augmente jusqu’à obtenir un accrochage entre la fréquence des vibrations et la fréquence des lâchers de vortex, pour un ratio à peu près constant $f^* \approx 1.4$ sur la *lower branch*. Dans leurs travaux, Govardhan et Williamson [45] montrent que ce ratio correspond à une fréquence des lâchers de vortex égale à la fréquence propre du système dans le vide. Lorsque la synchronisation des fréquences disparaît, le cylindre vibre à la fréquence des lâchers de vortex, et l’amplitude des oscillations diminue significativement. Les différentes branches de la réponse en vibrations correspondent à différents déphasages entre le mouvement du cylindre et les lâchers de tourbillons (Zdravkovich [46], Williamson et Govardhan [44]). De plus, Brika et Laneville [47] montrent que la branche d’initiation correspond à des lâchers de vortex de type 2S, tandis qu’on obtient un mode 2P pour la *upper branch* et la *lower branch* (figure I.6b). Ces modes de lâchers existent également dans le cas d’oscillations forcées du cylindre (figure I.6a).

La figure I.5a montre que la plage de vitesses réduites sur laquelle la réponse VIV est importante est plus étendue pour les faibles valeurs de masse m^* . Govardhan et Williamson [45] montrent qu’il existe une valeur critique de la masse réduite en dessous de laquelle, l’augmentation de la vitesse réduite U^* ne permet plus d’atteindre la *lower branch*. Dans ce cas la synchronisation se fait en suivant la branche supérieure (*upper branch*), et le cylindre oscille à des fréquences bien supérieures à la fréquence propre f_0 .

D’autres sections de cylindres ont été étudiées : ellipses, carrés, ... Zhao et al. [49] montrent qu’il n’est pas nécessaire que la section possède un ”arrière-corps” (*afterbody*) pour que les oscillations VIV se manifestent. En effet, bien que la section en demi-cylindre de la figure I.7a ne possède pas d’arrière-corps, les vibrations VIV existent bien pour $3.5 < U^* < 6.5$. Sur cette plage de vitesses, on retrouve bien une fréquence des oscillations égale à la fréquence propre du système (phénomène de *lock-in*). Lorsque cette section est

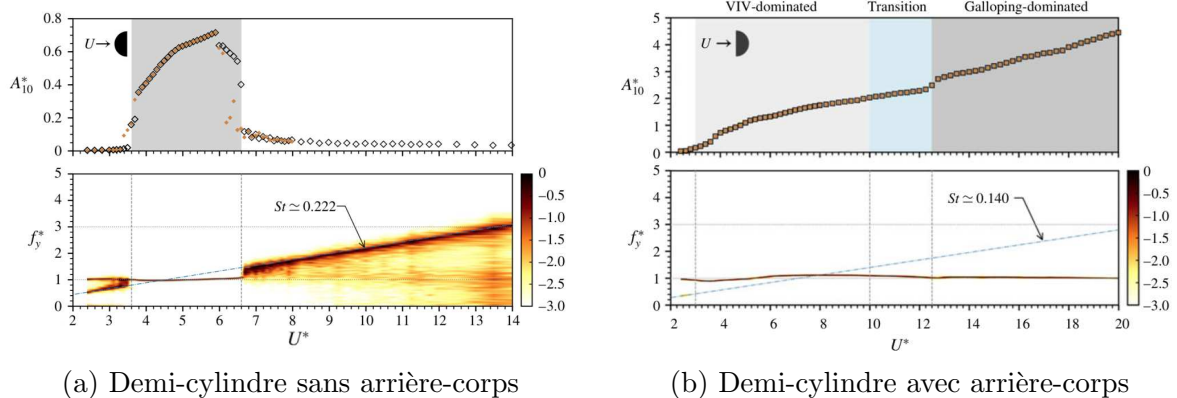


(a) Champ de vorticité expérimentale dans le sillage d'un cylindre en oscillations forc es (Morse et Williamson [48])

(b) Modes des lâchers pour des oscillations libres (Williamson et Govardhan [44])

FIGURE I.6 – Modes des lâchers de tourbillons dans le sillage d'un cylindre en mouvement forc e et libre.

retournée (figure I.7b), il existe toujours des vitesses réduites pour lesquelles on observe le phénomène de VIV, mais l'amplitude des vibrations ne diminue pas lorsque la vitesse augmente. En effet, le phénomène de galop peut également survenir pour cette section, contrairement aux sections où la face amont est circulaire. La fr equance des oscillations est alors constamment égale à la fr equance propre ($f^* = 1$). Ceci est donc un exemple de situation où les vibrations de la structure peuvent être forcées par l'écoulement (VIV) ou engendrées par son propre mouvement (*galloping*).



(a) Demi-cylindre sans arrière-corps

(b) Demi-cylindre avec arrière-corps

FIGURE I.7 – Amplitudes et fréquences des vibrations mesurées par Zhao et al. [49] pour deux sections de demi-cylindre.

Certaines solutions existent pour diminuer ou faire disparaître le phénomène de VIV. La majorité consiste à modifier la géométrie du cylindre en ajoutant par exemple des protubérances (Owen et al. [50], Tombazis et Bearman [51]) ou des virures hélicoïdales (Sui et al. [52], Allen et al. [53]).

I.1.5 Simulation numérique d'interaction fluide-structure

Le problème couplé fluide-structure peut être résumé par le schéma I.8. Le domaine physique est divisé en deux parties distinctes, les sous-domaines fluide Ω_f et structure Ω_s . La résolution des équations de Navier-Stokes donne les champs de vitesse \underline{U} et de contraintes $\underline{\underline{\sigma}}_f$ dans le fluide. Sur le domaine structure, le principe fondamental de la dynamique et la loi de comportement du matériau permettent d'obtenir les déformations $\underline{\underline{\epsilon}}$ et les contraintes $\underline{\underline{\sigma}}_s$. Le couplage entre les deux domaines se fait à l'interface Γ , où la continuité des vitesses (condition de couplage cinématique) et des contraintes (condition de couplage dynamique) doit être respectée.

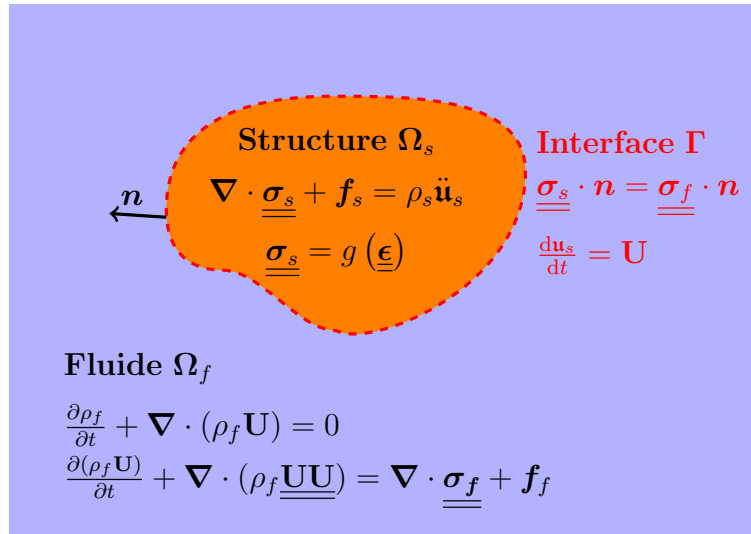


FIGURE I.8 – Schéma du problème couplé fluide-structure.

Les influences réciproques du fluide et de la structure peuvent être plus ou moins importantes. Lorsque les déformations de la structure sont faibles et qu'elles ne modifient pas significativement l'écoulement du fluide, le couplage est qualifié de faible. C'est le cas lorsque le fluide est beaucoup moins dense que la structure, ou que cette dernière possède une constante de raideur importante. Pour les problèmes d'aéroélasticité quasi-statique par exemple, la masse volumique de l'air est très inférieure à celle de la structure et les échanges d'énergie mécanique à l'interface restent limités. Au contraire, lorsque les déformations de la structure sont importantes et modifient la dynamique de l'écoulement, on parle alors de couplage fort. La nature physique de l'interaction fluide-structure, i.e. la force du couplage, dicte les stratégies numériques à mettre en place pour la résolution du problème.

I.1.5.a Les méthodes découplée, partitionnée ou monolithique

Plusieurs approches peuvent être utilisées pour la résolution des problèmes avec interaction fluide-structure, qui peuvent être regroupées dans trois catégories : l'approche découplée, la méthode partitionnée et la méthode monolithique.

- L'approche découplée peut être privilégiée pour de faibles couplages entre les problèmes fluide et structure, lorsque l'influence des déplacements structurels sur l'écoulement peut être négligée. Les efforts peuvent être obtenus en résolvant l'écoulement autour de la structure immobile, et utilisés comme conditions aux

limites du problème structure pour obtenir les déformations. Ces méthodes sont dites non-conservatives car il n’y a pas de couplage des conditions cinématique et dynamique à l’interface, et l’énergie mécanique du système ne peut donc pas être rigoureusement conservée. Cette approche est relativement simple à mettre en oeuvre et permet par exemple de prédire les vibrations d’immeubles causées par le vent (Zhang et al. [54]).

- L’approche monolithique consiste à résoudre simultanément les équations du problème couplé. Il est donc nécessaire de construire une formulation matricielle prenant en compte les équations à résoudre sur les deux domaines ainsi que le couplage des conditions aux limites d’interface. Cette méthode est donc particulièrement adaptée aux problèmes présentant un couplage fort. Elle a également l’avantage de ne pas souffrir de problèmes de stabilité numérique dus au couplage. En revanche, l’usage des méthodes de résolution monolithiques manque de flexibilité. En effet, il est souvent nécessaire de développer un code numérique spécifique au problème étudié. Ainsi, pour un code existant, la prise en compte de couplage supplémentaire au problème de départ nécessite de réécrire une partie significative du code. L’approche monolithique est donc difficile à mettre en oeuvre et les méthodes partitionnées lui sont souvent préférées. On peut toutefois citer à titre d’exemple les travaux de Demirdvzic et al. [55], Hubner et al. [56], Walhorn et al. [57], Michler et al. [58] et Degroote et al. [59].
- Les approches partitionnées reposent sur l’utilisation de deux codes numériques, l’un dédié à la résolution du problème fluide, l’autre à la résolution du problème structure (Park [60]). Un code de couplage est donc nécessaire pour assurer à l’interface le transfert des champs de contraintes du code fluide vers le code structure et le transfert des champs de déformations dans le sens inverse. Cette méthode permet d’utiliser deux codes pré-existants, sans avoir à reformuler d’équations pour le problème couplé. Elle est donc plus facile à développer qu’une approche monolithique, et peut s’appuyer sur les codes numériques les mieux adaptés à chaque problème. Il est possible d’utiliser des méthodes différentes pour les deux domaines, telles qu’une approche volumes finis pour le solveur fluide et une approche éléments finis pour la résolution du problème structure. Cela permet également une plus grande flexibilité sur les schémas de discrétisation et les modèles physiques employés. En revanche, les deux codes peuvent utiliser des pas de temps différents et les maillages à l’interface ne sont pas forcément identiques. Il est donc nécessaire de porter une attention particulière au couplage en temps et au transfert des quantités à l’interface. De plus, les conditions de couplage cinématiques et dynamiques à l’interface ne sont pas forcément conservatives et dépendent de l’algorithme utilisé.

Les simulations numériques réalisées dans cette thèse reposent sur une approche partitionnée. Les stratégies de couplages spatial et temporel les plus communes sont ici brièvement présentées.

I.1.5.b Couplage en espace

Pour les approches partitionnées, les codes numériques employés utilisent souvent une approche éléments finis Lagrangienne pour la structure et volumes finis Eulerienne pour le fluide. Dans le cadre de l’interaction fluide-structure, les frontières du domaine fluide sont susceptibles de se déplacer, et l’approche purement Eulerienne n’est plus adaptée à la résolution du problème. Une formulation alternative est souvent utilisée, appelée

Arbitrary Lagrangian-Eulerian (Donea et al. [61], Souli et al. [62]). Les noeuds du maillage fluide ont une vitesse de déformation \mathbf{U}_d , qui peut être différente de la vitesse du fluide. Les vitesses de déformation du maillage fluide doivent satisfaire une loi de conservation géométrique (GCL, Geometric Conservation Law), dont une interprétation est donnée par Guillard et Farhat [63]. La formulation ALE et la condition GCL sont détaillées en section III.4.1.c.

De plus, le couplage spatial des codes dans une approche partitionnée fait apparaître deux problématiques : le transfert des données à l'interface fluide-structure, et la déformation du maillage fluide. Lorsque les maillages des deux domaines sont coïncidants à l'interface, le transfert des efforts et des déplacements est trivial. Toutefois, la résolution des couches limites à la surface de la structure peut demander un maillage fluide plus fin que celui nécessaire à la résolution du problème structure, et le plus souvent, les maillages des deux domaines ne sont donc pas coïncidants à l'interface. Les efforts calculés par le code structure et les déplacements fournis par le code fluide doivent être interpolés.

La plupart des méthodes de transfert des quantités à l'interface visent à assurer au mieux la conservation de l'énergie mécanique (Farhat et al. [64]). Le transfert des déplacements du maillage structure au maillage fluide peut s'écrire sous forme générale :

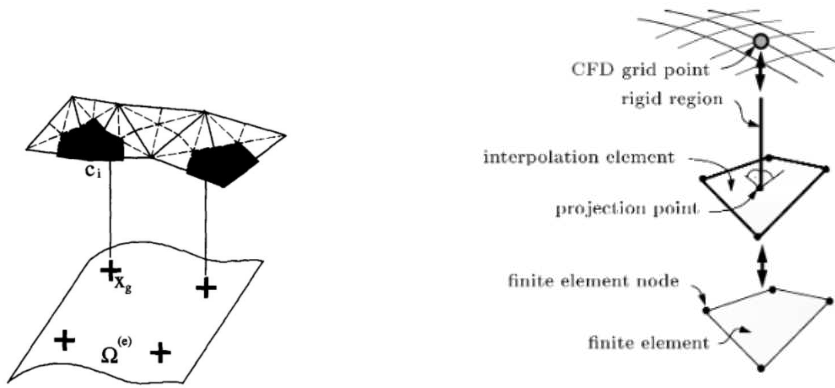
$$\mathbf{u}_f = \underline{\underline{\mathbf{H}}}\mathbf{u}_s \quad (\text{I.7})$$

Pour assurer la conservation des travaux virtuels à l'interface, la matrice de transfert des efforts du maillage fluide vers le maillage structure doit être la transposée de celle utilisée pour les déplacements :

$$\mathbf{F}_s = \underline{\underline{\mathbf{H}^T}}\mathbf{F}_f \quad (\text{I.8})$$

La méthode la plus simple pour transférer les déplacements à l'interface consiste à assigner à chaque noeud fluide le déplacement du noeud structure le plus proche (Thévenaz et al. [65]). Une autre approche repose sur la formulation faible des efforts et déplacements à l'interface, où les intégrales sont estimées à l'aide de points de Gauss. Le transfert des quantités à l'interface peut alors se faire par projection orthogonale des points de Gauss (Maman et Farhat [66]) ou des noeuds directement (De Boer et al. [67]). Une alternative peut consister à utiliser des éléments finis d'interpolation, comme maillage intermédiaire à l'interface des maillages fluide et structure (Beckert [68]).

Une fois que les déplacements de la structure sont obtenus aux noeuds frontières du domaine fluide, il est souvent nécessaire de modifier le maillage fluide. Plutôt que de remailler le domaine fluide à chaque déplacement de la structure, le maillage initial est souvent déformé, et on parle alors de maillages dynamiques. Les méthodes de déformation de maillage visent à assurer une bonne qualité de maillage et éviter l'interpénétration potentielle des éléments. Certaines méthodes ont été construites en modélisant les déformations des côtés des éléments de façon analogue à celles de ressorts de torsion (Batina [69], Degand et Farhat [70]). Dans l'approche pseudo-structurale de Lynch et O'Neill [71], le maillage est considéré comme une structure élastique, qui se déforme en fonction des conditions aux limites de déplacement imposées à l'interface. Dans la thèse de De Nayer [8], une loi de comportement orthotrope est proposée pour la pseudo-structure du maillage, permettant d'améliorer la qualité du maillage déformé, par rapport à celle d'un maillage suivant une loi isotrope. Löhner et Yang [72] proposent d'obtenir les déformations du maillage fluide par l'application d'un opérateur Laplacien. L'utilisation d'une diffusivité variable en fonction de la distance à la structure permet de garder une bonne qualité de maillage près de l'interface. Helenbrook [73] propose une généralisation de cette



(a) Projection des points de Gauss (extrait de Farhat et al. [64]) (b) Projection sur un maillage intermédiaire (extrait de Beckert [68])

FIGURE I.9 – Deux méthodes d’interpolation des quantités à l’interface.

méthode, basée sur l’utilisation d’opérateurs biharmoniques. La méthode de déformation du maillage utilisée dans cette thèse s’appuie sur l’utilisation de splines RBF (Radial Basis Functions), dont les détails sont donnés dans la section III.4.1. Cette approche a l’avantage de traiter de façon unifiée les transferts des quantités à l’interface et les déformations du maillage fluide. Elle assure également une très bonne qualité du maillage déformé.

I.1.5.c Couplage en temps

Les méthodes de couplage en temps peuvent être classées en fonction de la force du couplage entre les codes fluide et structure : on distingue alors les méthodes explicites et les méthodes implicites. Le couplage est qualifié de synchrone si les déplacements et les efforts sont résolus aux mêmes pas de temps, ou d’asynchrone lorsque les équations sont résolues à des pas de temps différents.

Les algorithmes explicites :

Les stratégies de couplage explicites les plus utilisées sont données ci-dessous :

- L’algorithme décalé synchrone (ou CSS, *Conventional Serial Staggered*) : c’est l’algorithme de couplage le plus utilisé dans le domaine de l’aéroélasticité (Batina [74], Piperno et al. [75], Gupta [76]). Il s’agit d’un algorithme explicite synchrone. Connaissant les déformations de la structure ϵ^n et les champs de vitesse et de pression du fluide \mathbf{u}^n, p^n au pas de temps t^n , on cherche à calculer ces quantités au pas de temps suivant t^{n+1} . La première étape consiste à prédire les déformations de l’interface au pas de temps suivant. La prédiction se fait de manière explicite à partir des déplacements et des vitesses de la structure connus aux pas de temps temps précédents (Piperno et Farhat [77]) :

$$\epsilon_p^{n+1} = \epsilon^n + \alpha \Delta t \dot{\epsilon}^n + \beta \Delta t (\dot{\epsilon}^n - \dot{\epsilon}^{n-1})$$

Le prédicteur le plus simple est obtenu pour $\alpha = \beta = 0$. Dans ce cas, le calcul des quantités au pas de temps $n + 1$ se fait sur la configuration déformée de la structure au pas de temps précédent. L’ordre de couplage temporel est alors du premier ordre (Farhat et Lesoinne [78]). Il est possible d’obtenir un couplage du deuxième ordre en utilisant $\alpha = 1$ et $\beta = 0.5$ (Kassiotis [79]). Cette prédiction des déplacements est

utilisée par le code fluide comme conditions aux limites à l'interface (figure I.10, étape 1). Les équations du domaine fluide sont ensuite résolues pour obtenir les champs de vitesse et de pression au pas de temps suivant (figure I.10, étape 2). Ces quantités permettent de calculer le chargement \mathbf{F}_f^{n+1} que le fluide applique sur la structure au pas de temps t^{n+1} (figure I.10, étape 3). Ce chargement est utilisé pour résoudre le problème structure et obtenir les déformations de la structure au pas de temps t^{n+1} . Les résolutions des équations sur le domaine fluide et sur le domaine structure se font donc de façon séquentielle, ou décalée, donnant ainsi le nom à l'algorithme.

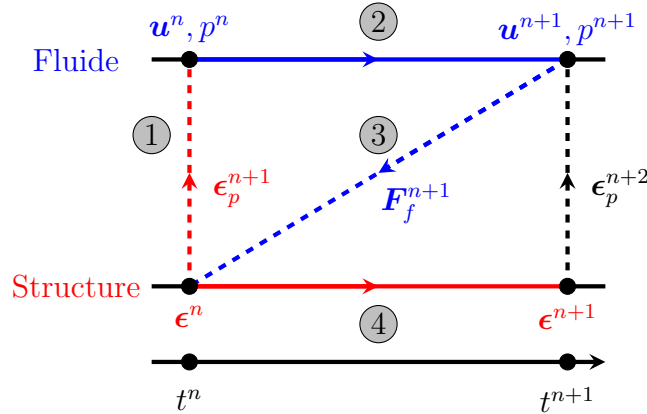


FIGURE I.10 – Schéma du couplage en temps CSS

La résolution du problème fluide se fait en utilisant la prédiction ϵ_p^{n+1} , qui n'a aucune raison d'être égale aux déplacements de la structure ϵ^{n+1} . La condition cinématique ne peut donc pas être satisfaite et le couplage en énergie à l'interface n'est donc pas conservatif. Cela n'est pas forcément un problème dans le domaine de l'aéroélasticité, où la densité de l'air est bien inférieure à celle de la structure. Lorsque les deux masses volumiques sont du même ordre de grandeur, les effets de masse ajoutée deviennent importants et peuvent causer la divergence de l'algorithme explicite CSS (Kassiotis et al. [80]). De plus, Farhat et Lesoinne [78] montrent que la loi de conservation géométrique et la condition de couplage dynamique ne peuvent en général pas être respectées simultanément avec l'algorithme CSS. Dans l'algorithme de couplage original, les pas de temps du solveur fluide et structure sont égaux. Il arrive cependant fréquemment que la valeur du pas de temps soit imposée par les équations fluides, plutôt que par le solveur structure qui pourrait utiliser un pas de temps plus important. Piperno et al. [75] proposent donc une variante de l'algorithme CSS, où le pas de temps du solveur structure est fractionné en n sous pas de temps pour le solveur fluide $\Delta t_s = n\Delta t_f$. On parle alors de sous-cyclage fluide.

- Pour pallier les problèmes de l'algorithme CSS, Farhat et Lesoinne [78] proposent une version améliorée, appelée algorithme ISS (*Improved Serial Staggered*). Cet algorithme permet de respecter les conditions de couplage à l'interface. Contrairement à l'algorithme CSS, il s'agit d'un algorithme asynchrone : il existe un décalage temporel entre la résolution des équations sur les domaines fluide et structure. Par rapport à l'algorithme CSS, cette procédure permet d'utiliser de plus grands pas de temps sans introduire de problème de stabilité (Farhat et Lesoinne [78]). Elle a

aussi l'avantage de respecter la loi de conservation géométrique et les conditions de continuité à l'interface (Thomas et Lombard [81]). Les différentes étapes de l'algorithme ISS sont similaires à celle de l'algorithme CSS et sont présentées en figure I.11.

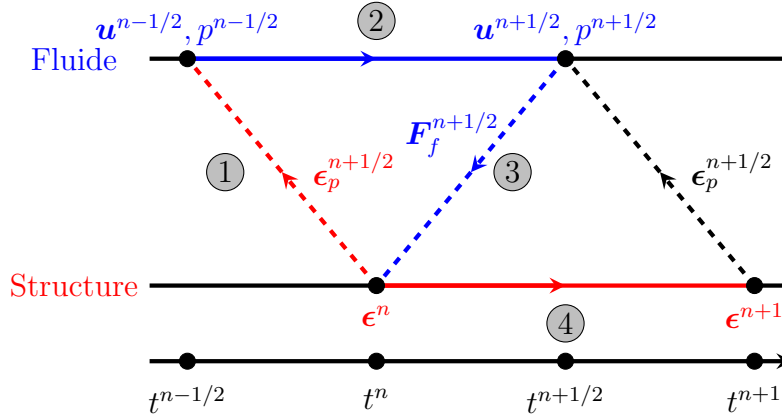


FIGURE I.11 – Schéma du couplage en temps ISS

- Dans les deux algorithmes précédents, la résolution des équations pour la structure ne peut se faire qu'après la mise à jour des quantités sur le domaine fluide. Weeratunga et Pramono [82] proposent l'algorithme parallèle synchrone (CPS, *Conventional Parallel Staggered*), où les résolutions se font simultanément sur les deux domaines. Les temps de calcul du problème couplé sont donc significativement réduits. Les échanges entre les deux solveurs se font uniquement au début du pas de temps courant (figure I.12). Les résolutions se font ensuite en parallèle pour obtenir les quantités au pas de temps suivant. En l'absence de boucle de rétroaction, cet algorithme nécessite des pas de temps plus fins que pour l'algorithme CSS pour obtenir la même précision. Farhat et Lesoinne [78] proposent l'algorithme IPS (*Improved Parallel Staggered*), afin d'améliorer la précision de l'algorithme CPS original. Cette variante introduit une boucle de rétroaction similaire à celle de l'algorithme CSS au demi pas de temps $t^{n+1/2}$.

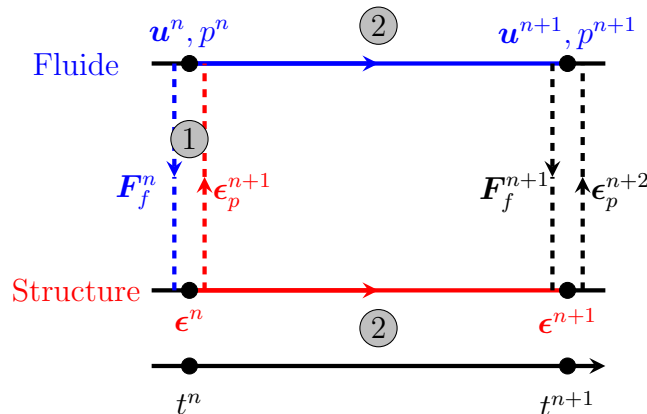


FIGURE I.12 – Schéma du couplage en temps CPS

Les algorithmes précédents ne comportent pas de d'itérations de couplage entre les codes de résolution fluide et structure. Ce sont donc des algorithmes explicites dont

le couplage numérique est qualifié de faible. Les algorithmes CSS et ISS sont parfois qualifiés de semi-implicites : la résolution du problème fluide au pas de temps $n + 1$ se fait en utilisant la solution structure au pas de temps n (résolution explicite), tandis que les nouveaux déplacements de la structure sont calculés à partir des chargements fluides au pas de temps $n + 1$ (résolution implicite).

Les algorithmes implicites :

Les algorithmes de couplage implicite contiennent une boucle itérative entre la résolution des deux codes et permettent un couplage numérique fort entre les deux solveurs. Les équations sont donc résolues plusieurs fois par pas de temps, et les solutions échangées entre les codes, jusqu'à la convergence. Le processus itératif permet de corriger le décalage en temps entre les deux solveurs et ainsi de satisfaire les conditions de couplage à l'interface (Degroote [83]). Les algorithmes implicites reposent en général sur une méthode du point fixe (Rugoyi et Bathe [84], Küttler et Wall [85], Wood et al. [86]) ou sur une méthode de Newton-Raphson (Fernández et Moubachir [87], Bogaers et al. [88], Matthies et Steindorf [89]). La méthode du point fixe est la plus simple à mettre en place et s'appuie généralement sur les algorithmes de Jacobi ou de Gauss-Seidel par blocs présentés en figure I.13. La méthode de Jacobi a l'avantage de permettre les résolutions parallèles des deux problèmes. La méthode de Gauss-Seidel converge toutefois plus rapidement que la méthode de Jacobi, même si les résolutions doivent se faire de manière séquentielle (Ramirez et al. [90]). Les algorithmes basés sur la méthode de Newton-Raphson sont plus rapides que la méthode du point fixe, mais plus difficiles à mettre en oeuvre car il faut pouvoir estimer la matrice tangente du couplage. Pour plus de détails sur la diversité des méthodes de résolution implicite, le lecteur peut se référer à la thèse de Veron [91].

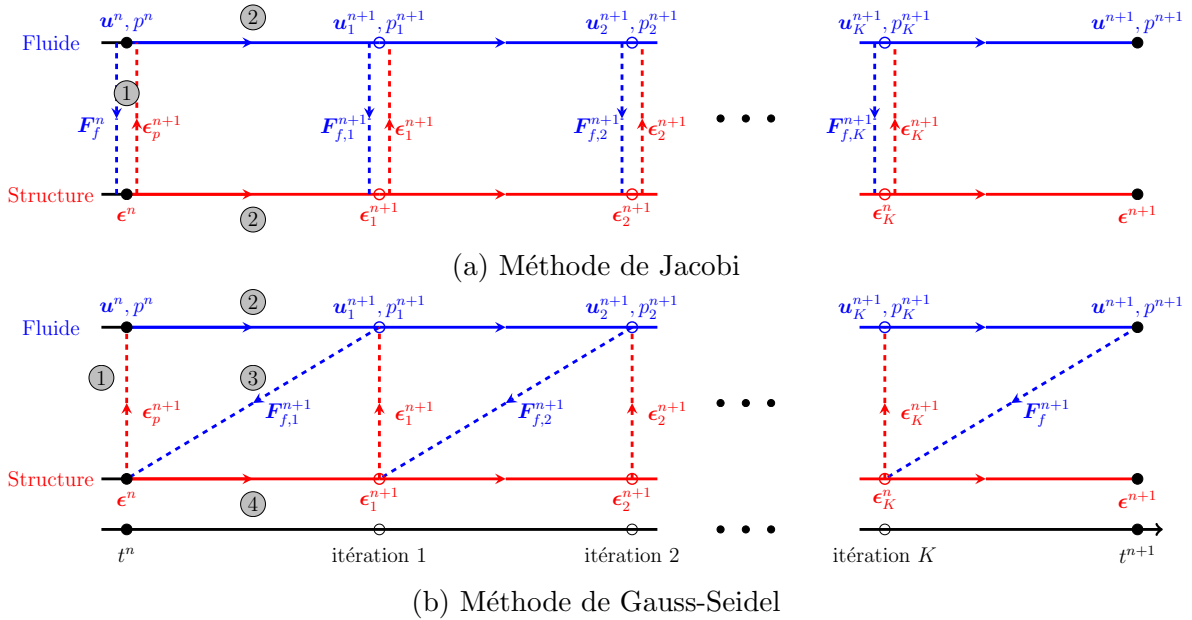


FIGURE I.13 – Schémas de couplage implicite avec l’algorithme de Jacobi et de Gauss-Seidel par blocs.

La résolution des déformations du profil utilisée dans cette thèse repose sur une approche modale. Les déformations sont donc obtenues par la résolution d’équations linéaires découplées qui peuvent être gérées par le code fluide. Comme présenté dans le

troisième chapitre, ces équations sont résolues à chaque itération de la méthode du point fixe du solveur fluide, assurant ainsi un couplage implicite fort entre les problèmes fluide et structure.

Lorsque les densités du fluide et de la structure sont du même ordre de grandeur, le problème fluide-structure est fortement couplé et il est nécessaire de relaxer les déplacements de la structure pour stabiliser l'algorithme de couplage (Causin et al. [92]). La méthode la plus simple à mettre en oeuvre consiste à employer un coefficient de relaxation constant β :

$$\epsilon_k^{n+1} \leftarrow \beta \epsilon_k^{n+1} + (1 - \beta) \epsilon_{k-1}^{n+1} \quad (\text{I.9})$$

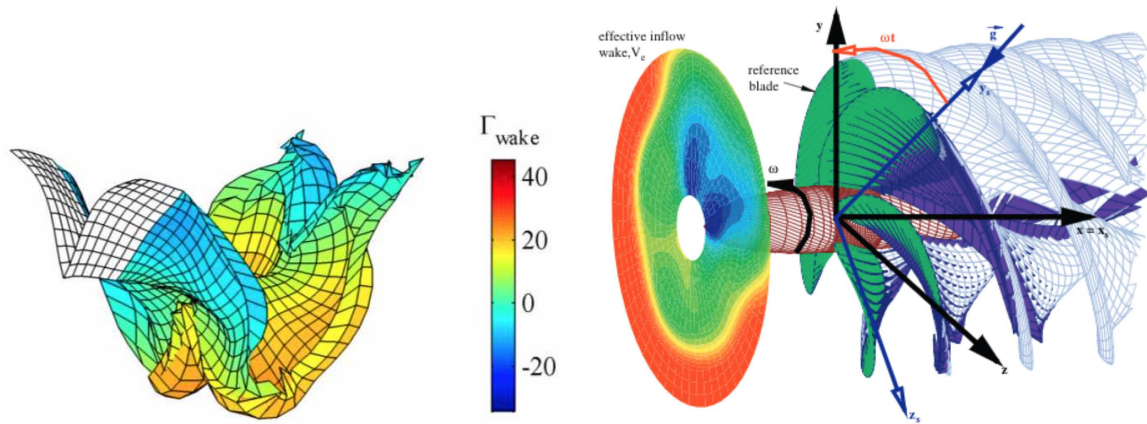
Une petite valeur de relaxation β permet de stabiliser le couplage mais peut également ralentir la vitesse de convergence. Il est plus judicieux de faire varier la valeur de β à chaque itération (Küttler et Wall [85]). La méthode de Aitken permet par exemple d'augmenter la vitesse de convergence, sans avoir à modifier les solveurs fluide et structure (Pena et Prud'homme [93]). Dans cette thèse, la méthode de relaxation par masse ajoutée artificielle proposée par Yvin [9] est employée. L'idée principale consiste à utiliser un coefficient β basé sur une estimation de la masse ajoutée (section III.4.4.c). Cela permet d'utiliser une relaxation basée sur la physique de l'écoulement, permettant d'obtenir un optimum pour la vitesse de convergence de l'algorithme (Yvin et al. [94]).

I.1.5.d Méthodes de résolution sur chaque sous-domaine

Dans le cadre d'une approche partitionnée, différentes méthodes de résolution peuvent être employées pour les problèmes fluide et structure. Au fil des années, des modèles de plus en plus fins mais aussi plus gourmands en temps de calcul ont été utilisés pour les approches partitionnées. Les premières simulations d'interaction fluide-structure ont été réalisées à l'aide de méthodes potentielles pour le domaine fluide. Lin et al. [95] utilisent une méthode *Lattice Vortex* (LVM), couplée avec un code éléments finis (FEM) pour la structure, afin d'analyser l'influence de différents empilements de composite sur les performances d'une hélice. Le couplage implicite repose sur une méthode de Newton-Raphson. Le couplage avec une méthode LVM ne nécessite pas de grandes capacités de calcul et peut donc avantageusement être intégré à un processus d'optimisation (Lee et Lin [96], Lin et al. [97]). En revanche, cette méthode repose sur la théorie des surfaces portantes, et les épaisseurs des pales sont donc négligées.

Afin de mieux prendre en compte la géométrie des structures, de nombreux travaux scientifiques utilisent des codes BEM (*Boundary Elements Methods*). L'écoulement est toujours considéré comme dérivant d'un potentiel de vitesse, mais la surface de la structure 3D est discrétisée à l'aide de panneaux. Young [98], utilise un couplage fort entre un code BEM et le solveur éléments finis du logiciel commercial Abaqus. Cette approche est validée en comparant les prédictions des performances d'une hélice en composite à des mesures expérimentales (Young [99]). Elle est également utilisée pour étudier le couplage en flexion-torsion de pales en composites (Liu et Young [100]). Les inconnues du système à résoudre étant limitées aux potentiels de vitesse sur les frontières du domaine, les temps de calculs sont relativement faibles et rendent donc ces méthodes très intéressantes pour certaines phases de conception. Elles ne prennent cependant pas en compte les effets visqueux ou la turbulence de l'écoulement, et leurs précisions restent donc limitées.

Les approches prenant en compte la viscosité du fluide se sont largement démocratisées avec les puissances croissantes de calcul. Contrairement à la méthode des éléments



(a) Prédiction par LVM du sillage d'une aile avec contrôle de forme (Stanford et Beran [101]). (b) Calcul BEM de l'écoulement cavitant autour d'une hélice (Young [99])

FIGURE I.14 – Exemples de calculs LVM et BEM

frontières (BEM), les champs de vitesse et de pression doivent être résolus sur le volume de l'écoulement considéré, et nécessitent donc des ressources de calcul plus importantes. Différentes stratégies de modélisation de la turbulence existent (figure I.15d) :

- **Direct Numerical Simulation** (DNS) : toutes les échelles spatiales et temporelles de l'écoulement doivent être résolues. La taille des plus petites structures turbulentes présentes dans l'écoulement η (échelle de Kolmogorov) diminue lorsque le nombre de Reynolds augmente : $\eta \sim \text{Re}^{-\frac{3}{2}}$ (Pope [102]). Plus le nombre de Reynolds de l'écoulement est important, plus les maillages et pas de temps utilisés pour une simulation DNS doivent être fins. Des méthodes numériques spécifiques développées pour la DNS, reposent souvent sur des approches spectrales (Moin et Mahesh [103]). L'écoulement obtenu par DNS ne correspond pas à une moyenne temporelle comme pour une approche RANSE, mais à une unique réalisation de l'écoulement. Les temps de calcul des approches DNS sont rédhibitoires pour des applications industrielles mais ces simulations sont très intéressantes pour l'étude de la turbulence et des mécanismes de transition.
- **Large Eddy Simulation** (LES) : plutôt que de résoudre la totalité des échelles avec une simulation DNS, l'approche LES ne résout que les plus grandes échelles de la turbulence (les plus intéressantes pour les applications industrielles) et utilise un modèle pour les échelles plus petites (Lesieur et Metais [104]). Les équations à résoudre sont obtenues en filtrant les échelles turbulentes inférieures à la taille des cellules du maillage. Il faut alors modéliser les plus petites échelles à l'aide d'un modèle de sous-maille. Bien que de nombreux filtres passe-bas puissent être utilisés le plus célèbre fût proposé par Smagorinsky [105] en 1963. Moins élevé que pour la DNS, le coût d'une simulation LES reste tout de même très important et représente donc l'inconvénient majeur de cette méthode. En effet, le maillage doit être très fin dans les couches limites : Spalart [106] estime que la simulation de l'écoulement autour d'un avion complet nécessiterait un maillage constitué de 10^{11} cellules (contre 10^{16} cellules pour la DNS).
- **Reynolds Averaged Navier-Stokes Equations** (RANSE) : la moyenne de Reynolds est appliquée aux équations de Navier-Stokes. Cette moyenne statistique

devient une moyenne temporelle dans le cas de processus ergodiques. La formulation d'origine sépare donc la valeur moyenne des champs de vitesse et de pression, solutions des équations RANSE, et les fluctuations dont l'influence sur la solution doit être modélisée. Toutes les échelles de la turbulence sont modélisées avec l'approche RANSE et les maillages et pas de temps peuvent être plus grossiers que pour des simulations LES. Cette méthode est donc plus adaptée à une utilisation industrielle et de nombreux modèles de turbulence ont été développés depuis la moitié du 19^{ème} siècle (Speziale [107]). L'effet de la turbulence sur l'écoulement moyen est modélisé en ajoutant une viscosité turbulente (modèle $k - \omega$, $k - \epsilon$, ...) ou en modélisant le tenseur des corrélations de Reynolds directement (modèles RSTM, EASM, ...). Une formulation instationnaire (URANS, *Unsteady Reynolds Averaged Navier-Stokes*) est obtenue en faisant l'hypothèse d'une séparation des échelles caractéristiques de l'écoulement et des échelles de la turbulence : les basses fréquences sont résolues et l'influence de la turbulence modélisée. Les simulations réalisées dans cette thèse reposent sur le modèle URANS, dont plus de détails sont présentés dans le chapitre III.

- ***Detached Eddy Simulation*** (DES) : l'approche RANSE donne de bons résultats pour les écoulements présentant de faibles séparations de couches limites mais ne convient pas pour d'importantes séparations. Pour pallier ce problème, les simulations DES reposent sur une approche hybride : les équations RANSE sont résolues près des parois et les équations LES sont utilisées sur le reste du domaine (Menter [108], Spalart et al. [109]). Les variantes DDES (*Delayed Detached Eddy Simulation*) et IDDES (*Improved DDES*) ont été proposées pour améliorer le modèle de transition entre les zones LES et RANS (Spalart et al. [110], Shur et al. [111], Gritskevitch et al. [112]). Les maillages utilisés pour les simulations DES peuvent être plus grossiers que des maillages LES dans la zone où les équations RANSE sont appliquées. Les temps de calculs sont donc moins importants que pour une approche LES, faisant ainsi tout l'intérêt de la méthode.

Maljaars et al. [115] comparent les résultats obtenus en couplant un code éléments-finis avec un code potentiel (BEM-FEM) et un code RANS (RANS-FEM), pour la prédiction de l'écoulement autour d'une hélice flexible. Les auteurs montrent que pour de faibles coefficients d'avancement il existe une zone de séparation près du bord d'attaque, qui ne peut être prédite que par l'approche RANS-FEM. Pour des coefficients d'avancement supérieurs à un, les effets visqueux sont non-négligeables et le couplage RANS-FEM donne également de meilleurs résultats. L'approche BEM-FEM peut être utilisée pour les coefficients d'avancement intermédiaires, lorsque l'écoulement est totalement turbulent et reste attaché.

Bien que la méthode des volumes finis (chapitre III) soit la plus utilisée, des approches différentes existent pour la discrétisation du domaine fluide. Des éléments-finis sont utilisés pour le fluide pour certains problèmes de vibro-acoustique (Bobillot et Balmes [116], Sigrist [30]). On peut également citer les couplages de code éléments finis avec la méthode SPH (*Smoothed Particle Hydrodynamics*) : Antoci et al. [117], Hermange et al. [118], Groenenboom et al. [119]. La méthode SPH utilise un ensemble de particules pour modéliser l'écoulement fluide, dont les mouvements sont décrits de façon Lagrangienne. Cette méthode ne nécessite pas de maillage fluide, et s'affranchit donc des difficultés de re-maillage susceptibles d'apparaître lorsque la structure subit d'importantes déformations. Elle a aussi l'avantage de mieux capturer les dynamiques rapides de la surface libre, la

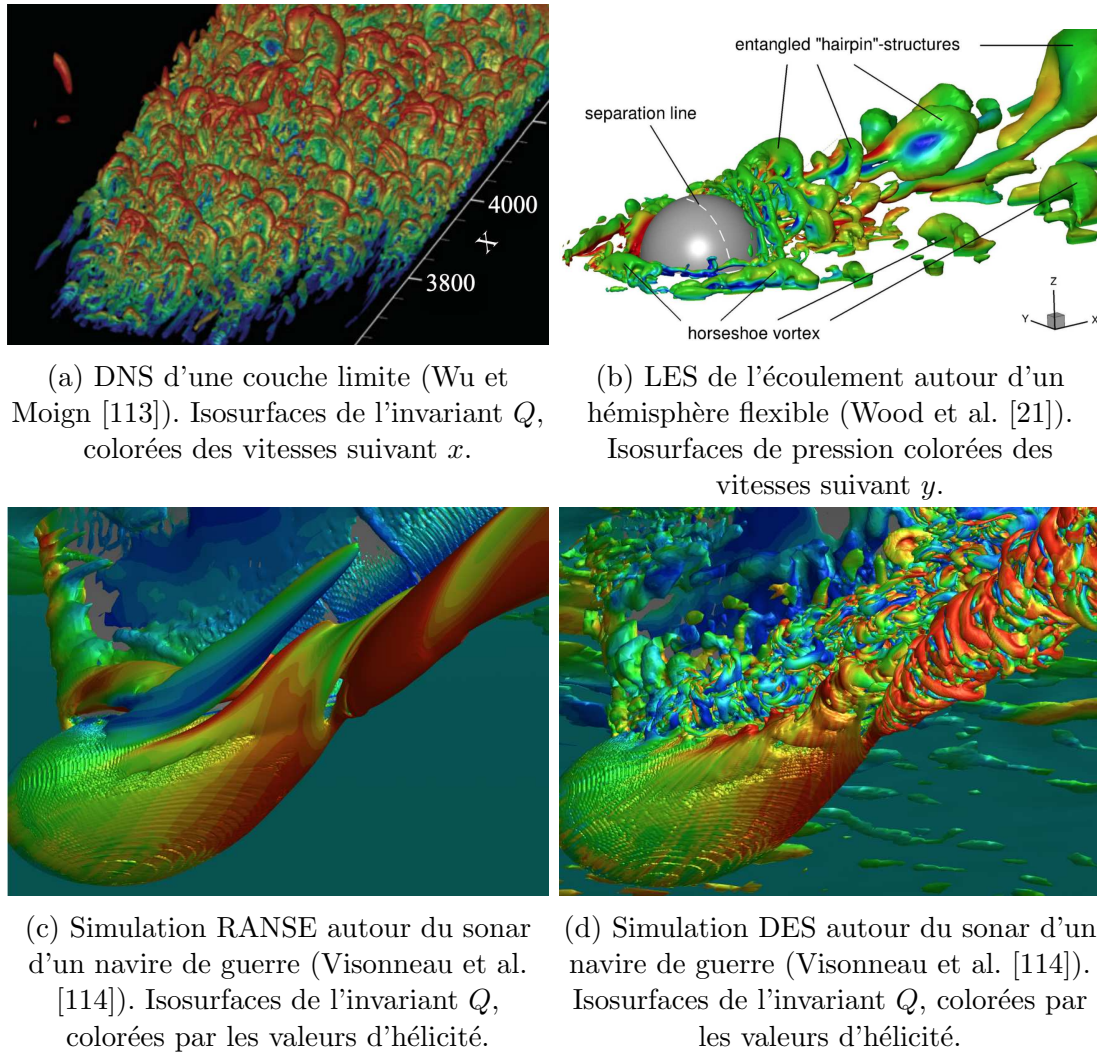


FIGURE I.15 – Exemples d'applications de différentes approches pour la résolution des équations CFD

rendant très intéressante pour les problèmes d'amerrissage par exemple. Cheng et al. [120] simulent l'amerrissage d'un avion à effet de sol en résolvant l'écoulement par SPH et les mouvements rigides de l'appareil (figure I.16).

La plupart des simulations de couplage fluide-structure utilisent une méthode éléments finis pour la résolution structure. Deux types d'éléments sont généralement utilisés : les éléments 3D volumiques et les coques minces 2D. Les éléments volumiques permettent de facilement mailler la structure et sont les plus simples à utiliser. L'utilisation d'éléments linéaires ou quadratiques permet d'obtenir un champ de contrainte constant ou linéaire par élément. Ces éléments ne sont cependant pas adaptés à la discrétisation de structures composites, composées d'un empilement de plis (il faut alors avoir recours à des méthodes d'homogénéisation, Dasgupta et Agarwal [121]). En revanche les coques 2D permettent de décrire les empilements pli par pli, et d'étudier l'influence de différentes orientations de fibres. Ces éléments ont donc largement été utilisés pour l'étude d'hélice en composite (Lin et al. [97], Motley et Young [122]), Herath et al. [123]). Néanmoins, les coques étant des éléments 2D, la géométrie 3D de la structure ne peut pas être décrite précisément, et l'interface fluide-structure est donc simplifiée. Une alternative consiste à utiliser des

coques 2D et des éléments 3D pour mailler la structure (Pernod et al. [124]). Dans certains cas, la géométrie de la structure est assez simple pour utiliser des modèles simplifiés ou des résultats théoriques. Pour un profil 2D encastré par exemple, Chae et al. [125] utilisent un modèle de poutre à deux degrés de liberté (flexion et la torsion), tandis que Temtching Temou et al. [126] prédisent les déformations du profil avec des éléments finis de type poutre.

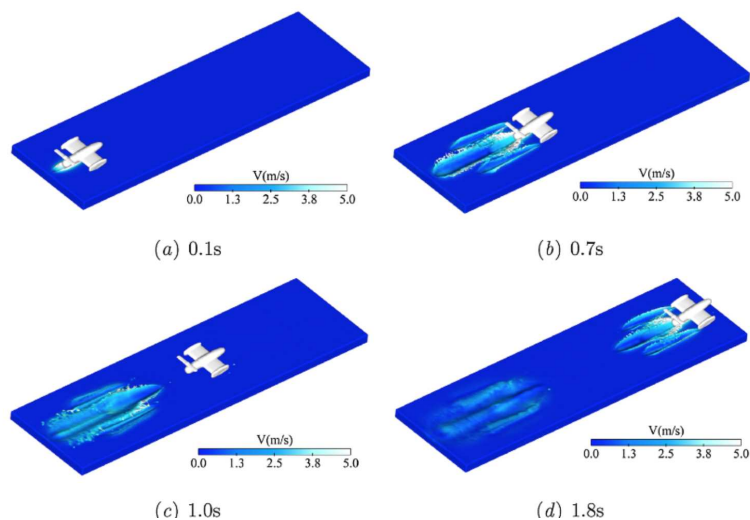


FIGURE I.16 – Simulation fluide-structure de l’amerrissage d’un avion à effet de sol à l’aide d’une méthode SPH (Cheng et al. [120])

I.1.6 Applications aux profils portants

De très nombreuses publications scientifiques portent sur l’étude de l’interaction fluide-structure. Dans cette section, une liste non-exhaustive de récents travaux sur le sujet est proposée.

Ducoin et al. [127] étudient les vibrations induites par les mécanismes de transition laminaire-turbulent d’une couche limite sur un NACA 66 en polyoxyméthylène (POM). La transition sur l’extrados du profil se fait au niveau d’un bulbe de séparation laminaire (LSB, *Laminar Separation Bubble*). Des mesures de vitesses sont mises en place avec un anémomètre laser pour caractériser la position et l’étendue du bulbe. Les lâchers de tourbillons dans le sillage du bulbe sont à l’origine de fluctuations des efforts hydrodynamiques, et donc de vibrations de la structure. Les spectres mesurés par vibrométrie laser montrent que ces fluctuations peuvent mettre en résonance la fréquence du deuxième mode de torsion du profil flexible.

Ces résultats expérimentaux sont utilisés par Ducoin et Young [128], pour valider le couplage entre un modèle à deux degrés de liberté pour la structure et un code RANS, muni du modèle de transition γ - Re_θ . Les simulations sont stationnaires et bi-dimensionnelles. Les prédictions des coefficients hydrodynamiques et des déplacements de l’extrémité libre du profil sont en accord avec les mesures expérimentales. Grâce aux simulations, les auteurs montrent que le centre de pression est situé en amont du centre élastique du profil. La torsion du profil flexible en écoulement a donc tendance à augmenter l’angle d’incidence effectif, accélérant ainsi la transition turbulente et le décrochage. Lorsque l’incidence du profil s’approche de l’angle de décrochage, le centre de pression

se déplace vers l'axe à mi-corde du profil, retardant l'apparition du phénomène de divergence statique. Des simulations 3D sont mises en place pour ce cas test par Huang et al. [129], avec une approche RANS-FEM. Les résultats numériques montrent qu'un couplage fort (*two-way coupling*) est nécessaire pour obtenir les déformations du profil avec précision. Les fréquences modales du profil flexible prédites par les simulations sont proches de celles mesurées dans les essais. Le même profil NACA 66 flexible, en mouvement de tangage forcé est étudié expérimentalement et numériquement par Ducoin et al. [130]. L'approche numérique repose sur un couplage faible entre un code RANS et un code éléments finis (suite logicielle ANSYS). Les résultats expérimentaux montrent que pour une faible vitesse angulaire ($\dot{\alpha} = 6^\circ/s$) les effets de transition ont une influence sur les déformations du profil, tandis que cet effet disparaît pour une vitesse angulaire plus importante ($\dot{\alpha} = 63^\circ/s$). Les déformations prédites par le modèle numérique sont du même ordre de grandeur que celles mesurées dans les essais. Une forte hystérésis des déformations est prédite par la simulation à la vitesse angulaire la plus élevée, mais n'est pas observée expérimentalement.

L'interaction entre la transition laminaire-turbulent de la couche limite et les vibrations d'un profil est étudiée plus en détails par George et Ducoin [131] grâce à des simulations DNS, couplées à la résolution d'une équation du mouvement de tangage d'un profil NACA 66 flexible. Les résultats numériques suggèrent que les vibrations du profil ont une influence sur le lieu de la transition turbulente et les caractéristiques des tourbillons dans la couche limite.

Les effets de masse ajoutée peuvent être très importants pour des structures portantes légères, et doivent donc être précisément estimés dans les phases de conception. Lin et Tsai [132] montrent que pour certaines pales d'hélices en composite la masse ajoutée peut être égale ou supérieure à celle de la pale. De La Torre [133] propose une étude numérique et expérimentale des effets de masse ajoutée sur un profil NACA 0009 en fonction du niveau d'immersion et de la proximité d'une paroi. Les résultats de calculs éléments finis sont en bon accord avec les masses ajoutées expérimentales. Les deux approches révèlent que les masses ajoutées modales augmentent avec la proximité de la paroi et le niveau d'immersion du profil.

Münch et al. [134] mesurent le couple exercé sur un profil NACA 0009 en mouvement de tangage forcé. En faisant varier la fréquence des oscillations, les auteurs parviennent à estimer la masse, la raideur et l'amortissement ajoutés du système. Alors que la masse ajoutée reste constante pour les écoulements considérés, les coefficients de raideur et d'amortissement ajoutés varient avec la fréquence des oscillations imposées. Des simulations RANS sont réalisées pour des conditions d'écoulement similaires aux essais, en imposant un mouvement de corps rigide au profil. Les résultats numériques permettent de montrer que les variations de raideur et d'amortissement ajoutés sont liées à des variations de topologie du sillage en fonction de la fréquence du mouvement de tangage. Les estimations de masse, raideur et amortissement ajoutés sont finalement utilisées pour construire un modèle analytique des oscillations libres du profil. Les auteurs valident ce modèle en comparant les résultats à ceux de simulations couplées où le mouvement du profil est résolu avec une équation à un degré de liberté.

Dans la thèse réalisée par Lelong [7] à l'Ecole Navale, la réponse hydroélastique d'un profil NACA 0015 est étudiée expérimentalement pour plusieurs vitesses d'écoulement et plusieurs incidences. L'utilisation d'un vibromètre laser permet de mesurer les fréquences des modes propres du profil en écoulement et d'en déduire les masses ajoutées modales.

Les valeurs expérimentales sont similaires aux masses ajoutées théoriques de plaques planes. Alors que la fréquence du premier mode de flexion ne varie pas avec la vitesse de l'écoulement, l'augmentation des fréquences des modes supérieurs suggère une augmentation de la raideur ajoutée pour des vitesses croissantes. Les mesures des vibrations permettent de calculer l'intensité de l'amortissement hydrodynamique, qui augmente presque linéairement avec la vitesse de l'écoulement. Le phénomène de *lock-in* a également été observé pour un angle d'incidence proche du décrochage ($\alpha = 17^\circ$). La fréquence des lâchers de tourbillons au bord d'attaque coïncide alors avec la fréquence du premier mode de flexion du profil. Les résultats expérimentaux sont exploités dans la publication de Chae et al. [125] pour valider le couplage numérique LHC (*Loose Hybrid Coupled*) déjà employée par Ducoin et Young [128]. Les prédictions des fréquences modales en écoulement sont en accord avec les essais. L'augmentation de l'amortissement ajouté avec la vitesse d'écoulement est aussi bien capturée par les simulations. Le modèle numérique permet d'étudier l'influence du nombre de masse sur l'amortissement hydrodynamique : l'amortissement augmente rapidement lorsque la masse volumique du solide diminue. Le couplage LHC est de nouveau utilisé par Chae et al. [135] pour analyser l'importance du couplage flexion-torsion induit par un écoulement sur des profils homogènes. L'influence du couplage flexion-torsion est estimée en comparant les résultats d'un modèle théorique découplé, de simulations avec une approche potentielle et de simulations prenant en compte la viscosité du fluide. Les auteurs montrent que le couplage flexion-torsion doit être pris en compte pour obtenir des prédictions précises des fréquences modales et des amortissements en écoulement, en particulier pour des vitesses importantes ou de faibles nombres de masse.

Certains travaux portent spécifiquement sur l'étude de l'amortissement ajouté par un écoulement autour d'une structure. Les mesures expérimentales de Coutu et al. [136] montrent que l'amortissement augmente avec la vitesse de l'écoulement. Gauthier et al. [137] proposent une méthode numérique pour la prédiction de l'amortissement hydrodynamique d'une pale de turbine. Les modes propres de la pale en eau stagnante sont d'abord obtenus à l'aide d'un code FEM, et permettent d'estimer les coefficients de masse ajoutée. Les formes modales sont ensuite utilisées pour imposer les déformations de la structure dans des simulations RANS stationnaires et instationnaires. Les résultats des simulations stationnaires permettent d'estimer la raideur ajoutée. Connaissant les masses et raideurs ajoutées, l'amortissement peut finalement être estimé à partir des efforts prédits par les simulations instationnaires.

Yao et al. [138] excitent deux profils NACA 0009 à l'aide de piézoélectriques, l'un avec un bord de fuite droit et l'autre avec un bord de fuite de Donaldson. Les auteurs obtiennent une estimation du coefficient d'amortissement en comparant la fonction de transfert des vibrations du profil avec l'expression théorique pour un oscillateur amorti. Les mesures montrent qu'en dessous d'un seuil de vitesse, les coefficients d'amortissement des premiers modes de flexion et de torsion restent constants pour les deux profils. Les facteurs d'amortissement augmentent linéairement pour des vitesses supérieures. Dans les essais, l'amortissement du profil avec un bord de fuite de Donaldson est beaucoup plus important que pour celui avec un bord droit.

L'influence du bord de fuite d'un NACA 0009 est également analysée par Zeng et al. [139]. Les résultats de simulations couplées (RANS-FEM) indiquent que pour des vitesses d'écoulement croissantes, la masse ajoutée d'un profil avec un bord de fuite droit reste constante, tandis qu'elle décroît avec un bord de fuite de Donaldson. De plus, le coefficient d'amortissement augmente linéairement avec la vitesse, mais avec des pentes différentes

pour les deux bords de fuite, et le bord de fuite de Donaldson permet ainsi de limiter les vibrations du profil.

Zobeiri et al. [140] réalisent des mesures de champs de vitesse dans les sillages de profils NACA 0009 avec des bords de fuite droit et oblique pour comprendre par quels mécanismes la présence d'un bord oblique diminue les vibrations. Une décomposition en modes propres orthogonaux (POD) met en évidence la collision des tourbillons supérieurs et inférieurs de l'allée de Von Karman dans le sillage du bord oblique. L'allée de tourbillons tend également à disparaître plus rapidement que pour le profil avec un bord droit.

Zeng et al. [141] analysent expérimentalement l'influence de l'angle d'attaque sur les vibrations d'un profil NACA 0009, excité à l'aide de piézoélectriques. Lorsque la fréquence de l'excitation s'approche d'une fréquence propre du profil, le phénomène de *lock-in* apparaît. Les auteurs montrent que pour tous les angles d'incidence l'amortissement est constant lorsque la vitesse de l'écoulement est inférieure à la vitesse de *lock-in* et augmente pour des vitesses supérieures. Dans la zone de *lock-in* l'amortissement est négatif. Pour des vitesses supérieures à la vitesse de résonance, l'augmentation de l'incidence tend à diminuer l'amortissement. Les simulations numériques réalisées par Teng et al. [142] pour prédire l'amortissement hydrodynamique d'une pale de turbine Francis en écoulement montrent une tendance similaire à celle observée par Zeng et al. [141]. Dans les simulations, la flexion de la pale est imposée et l'écoulement résolu avec ANSYS-CFX. Les résultats numériques sont en bon accord avec des mesures expérimentales de l'amortissement hydrodynamique. Ils montrent que l'évolution de l'amortissement avec la vitesse d'écoulement est différente avant et après la zone de *lock-in* sur une fréquence propre de la structure. Un résumé de divers travaux sur l'amortissement hydrodynamique des pales de turbine est proposé par Trivedi [143].

De nombreux travaux concernent l'étude de structures en composite. Zarruk et al. [144] mettent en place des essais sur six hydrofoils NACA 0009 trapézoïdaux. Deux d'entre eux sont en composite et quatre sont métalliques. Des mesures des efforts et des vibrations sont réalisées pour différentes incidences et nombres de Reynolds, ainsi qu'en imposant des oscillations de tangage. Les résultats montrent que l'orientation des fibres a une influence sur l'angle de torsion, modifiant ainsi la courbe de portance. L'anisotropie introduite par les fibres a également un impact sur les modes propres du profil. Ces mesures expérimentales sont utilisées dans la thèse de Pernod [145] pour valider un couplage FSI numérique.

Dans une approche conjointe numérique et expérimentale Young et al. [146] analysent l'effet du couplage flexion-torsion d'un foil en composite pour différentes orientations de fibres. Des images de caméra permettent de mesurer les déplacements et la torsion à l'extrémité libre des profils encastrés. Les déformations théoriques du profil sont estimées en résolvant un système d'équations à deux degrés de liberté. Les auteurs étudient l'influence du couplage flexion-torsion sur les modes et fréquences propres des profils à l'aide d'un code éléments fins. Le couplage tend à augmenter l'incidence effective des foils et à diminuer la vitesse critique de divergence statique. Le phénomène de divergence statique d'une pale en composite est aussi étudié par Liu et Young [147] à l'aide d'un couplage numérique BEM-FEM et d'un modèle de stabilité en torsion.

Banks et al. [148] étudient les déformations d'un hydrofoil composite dans une soufflerie avec une méthode DIC (*Digital Image Correlation*). Dans sa thèse, Marimon Giovannetti [149] met en place un couplage fort entre STAR-CCM+ et Abaqus pour étudier l'influence des plis sur les performances du même hydrofoil et étudier la possibilité de contrôle passif des déformations.

Phillips et al. [150] s'intéressent aux effets de masses ajoutées sur des foils en composite. Des fibres optiques sont introduites dans le profil pour mesurer les fréquences de vibration. Les résultats montrent que la masse ajoutée en eau induit une diminution des fréquences modales. Les amplitudes des effets de masse ajoutées dépendent des modes, les plus importants étant observés pour les modes de flexion.

L'étude expérimentale et numérique d'un hydrofoil trapézoïdal en composite est développée dans le travail de thèse de Pernod [145]. Les déformations internes du profil sont mesurées à l'aide de fibres optiques insérées dans la structure (Pernod et al. [124]). Des mesures de vibrométrie permettent de mesurer les fréquences de vibration et les formes modales du profil. Pour de petits angles d'incidence, une allée de tourbillons de Von Karman existe dans le sillage du profil. Lorsque l'angle d'attaque est compris entre $-7.5^\circ < \alpha < -2^\circ$ et $2^\circ < \alpha < 9.6^\circ$, l'écoulement est quasi-stationnaire. Pour des angles plus élevés, le régime de décrochage est atteint, et des tourbillons sont lâchés depuis le bord d'attaque. Pernod [145] observe une réponse multifréquentielle du foil en régime instationnaire, due à la variation de la corde le long de l'envergure. Les spectres de vibrations mesurés pour différentes vitesses d'écoulement indiquent que la fréquence des tourbillons de Von Karman peut coïncider avec les fréquences propres du profil, et donc provoquer un phénomène de *lock-in*. Des simulations ont été réalisées en couplant le solveur RANS du logiciel STAR-CCM+ avec le code éléments finis Abaqus. La discrétisation de la structure dans Abaqus se fait à l'aide de coques et d'éléments volumiques permettant de modéliser finement les différents plis du matériau composite. Pour des écoulements quasi-stationnaires, les prédictions d'un couplage fort ne sont pas significativement meilleures que celles d'un couplage faible en termes de déformations.

Les performances d'hélices flexibles ont été le sujet de nombreuses publications dont certaines sont listées par Maljaars et Kaminski [151]. Lin et al. [97] montrent expérimentalement que pour de faibles vitesses d'avancement, les déformations d'une hélice en composite précontrainte engendrent une diminution de l'inclinaison des pales, permettant ainsi de réduire le couple appliqué sur l'hélice. Paik et al. [152] comparent les performances de trois modèles réduits d'hélices flexibles grâce à des acquisitions PIV dans le sillage et des images de caméra.

La plupart des approches numériques pour l'étude d'hélices flexibles sont basées sur un couplage BEM-FEM. Ainsi, Motley et al. [153] montrent que le couplage flexion-torsion d'une hélice en composite permet d'adapter la forme de la pale au chargement hydrodynamique en particulier lorsque l'écoulement s'écarte des conditions nominales de fonctionnement. Young et al. [154] valident un couplage BEM-FEM appliqué à l'écoulement autour d'une hydrolienne à l'aide de données expérimentales. Les simulations sont réalisées pour un écoulement amont inhomogène et les coefficients de puissance sont en bon accord avec les mesures de Bahaj et al. [155]. La même stratégie numérique est utilisée par Motley et Barber [156] et Nicholls et al. [157] pour étudier la possibilité d'un contrôle passif de l'inclinaison des pales d'une hydrolienne. L'utilisation d'un couplage BEM-FEM permet à Young et Savander [158] de traiter numériquement le cas d'une hélice partiellement immergée sujette au phénomène de ventilation.

He et al. [159] utilisent le couplage FEM-CFD de la suite logicielle ANSYS pour simuler la réponse hydroélastique d'une hélice en composite dans un sillage. Plusieurs orientations des fibres de carbone sont étudiées et les prédictions numériques suggèrent que les efforts vibratoires sur l'hélice peuvent être diminués de l'ordre de 70 % pour certaines orientations. Le cas d'un hydrofoil flexible dans le sillage d'un cylindre est analysé par Lee et al. [160] grâce au couplage entre un code CFD et un solveur FEM. Les

prédictions du modèle $k - \omega$ SST SAS et du modèle DDES sont comparées. La DDES permet de mieux capturer la turbulence dans le sillage du cylindre et correspond mieux aux champs de vitesse expérimentaux. Les auteurs soulèvent néanmoins la difficulté à conserver l'intensité turbulente du sillage du cylindre jusqu'au profil.

Garg et al. [161] NACA 0009 introduisent un couplage entre une approche RANS (logiciel open source ADflow) et le solveur éléments finis TACS dans un algorithme d'optimisation. L'algorithme vise à minimiser la traînée en imposant des contraintes sur le minimum du coefficient de pression (pour éviter la cavitation) et le maximum des contraintes de Von Mises (pour limiter le risque de fatigue structurelle). Les performances hydrodynamiques du profil optimisé sont améliorées de l'ordre de 12% et la vitesse d'apparition de la cavitation est augmentée de 45%. L'optimisation des performances par *morphing* est aussi considérée. Des essais sont plus tard réalisés sur le profil optimisé (Garg et al. [162]). Les mesures d'efforts et de déformations sont en très bon accord avec les prédictions du couplage fluide-structure obtenues sur des maillages plus fins que dans la phase d'optimisation. Les expériences montrent que l'amélioration globale des performances est plutôt de l'ordre de 29% et que le design optimisé permet bien de limiter l'apparition de cavitation. Un algorithme d'optimisation est aussi employé par Lee et al. [160] pour améliorer l'empilement des fibres d'une hélice en composite. L'interaction fluide-structure est modélisée à l'aide d'un couplage entre le code potentiel PSF2 et le code éléments finis NASTRAN.

Pour conclure cette section dédiée à l'interaction fluide-structure, citons la publication de Biancolini et al. [163], qui utilisent une approche modale très similaire à celle employée dans cette thèse (section III.3). Le sujet de ce travail ne porte pas sur une application au domaine maritime, mais sur la simulation numérique d'une aile d'avion en soufflerie. La décomposition des déformations de l'aile en modes propres permet de réduire de moitié le nombre d'itérations nécessaire à la convergence du couplage par rapport à une approche classique CFD-FEM. En utilisant uniquement les six premiers modes pour la reconstruction de l'aile déformée, la méthode permet de retrouver des distributions de pression sur l'aile similaires à celles prédites par un couplage classique sans décomposition modale.

I.2 La cavitation

I.2.1 Présentation générale

La cavitation est définie comme l'apparition de vapeur dans un fluide expérimentant de basses pressions. Contrairement à l'ébullition qui se fait à température variable, la cavitation apparaît lorsque la pression dans le liquide est inférieure à une valeur critique, proche de la pression de vapeur saturante (figure I.17a).

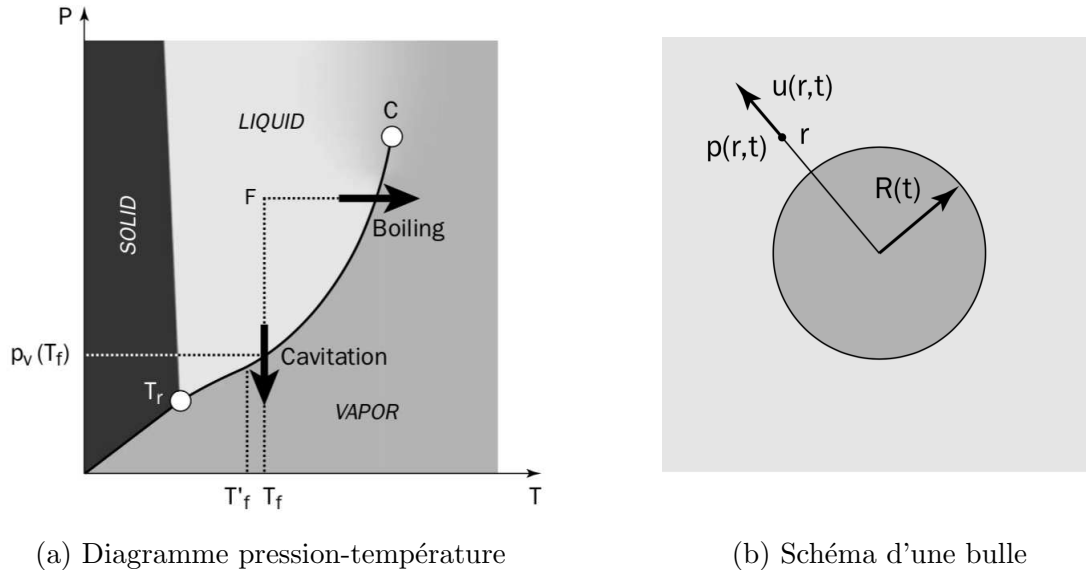


FIGURE I.17 – Diagramme pression-vapeur et schéma de la bulle sphérique considérée dans l'équation de Rayleigh-Plesset (extraits de Franc et Michel [164])

L'apparition d'une cavité de vapeur (*cavitation inception* en anglais) ne se fait pas forcément lorsque la pression du liquide atteint la pression de vapeur saturante. Le développement de vapeur est lié à la présence dans le liquide de microbulles de gaz (de l'ordre du micromètre), appelées nuclei, dont la densité peut varier en fonction de la nature du liquide. Lorsque cette densité est très faible, le fluide peut exister à l'état liquide à une pression inférieure à la pression de vapeur saturante, on dit alors qu'il est en tension. Les nuclei présents dans le fluide agissent comme points d'initiation de la croissance des cavités de vapeur. Lorsque la phase vapeur devient importante, on peut observer différents types de cavitation (section I.2.2), dépendant de la nature de l'écoulement. L'apparition de cavitation reste le plus souvent limitée en espace et/ou en temps, et la vapeur finit donc par disparaître. La condensation d'une cavité est la phase la plus critique pour les écoulements industriels, car elle peut être à l'origine d'ondes de choc importantes, néfastes aux structures à proximité de la zone de condensation.

L'étude de la dynamique d'une bulle de vapeur soumise à un champ de pression fluctuant remonte au 19^{ième} siècle avec les travaux de Besant suivis par ceux de Rayleigh, Cole et Plesset au siècle suivant. L'équation de Rayleigh-Plesset est à l'origine de nombreux modèles de cavitation utilisés aujourd'hui. Elle décrit la dynamique d'une bulle de vapeur sphérique dans un liquide Newtonien incompressible dont on impose la pression à l'infini (figure I.17b). En considérant qu'il n'y a pas de transfert de masse et de chaleur à l'interface et en négligeant l'effet de la gravité, l'équation de Rayleigh-Plesset sur le rayon

R de la bulle s'écrit (Plesset [165]) :

$$\rho_f \left(R\ddot{R} + \frac{3}{2}\dot{R}^2 \right) = p_v - p_\infty(t) - \frac{2S}{R} - 4\mu_f \frac{\dot{R}}{R} \quad (\text{I.10})$$

avec ρ_f la masse volumique du fluide, p_v la pression dans la bulle, p_∞ la pression à l'infini, S la tension superficielle du liquide et μ_f sa viscosité dynamique. Cette équation contient de nombreux termes non-linéaires et doit être résolue numériquement. Bien que valide dans un cas très simplifié, elle permet toutefois d'illustrer quelques caractéristiques de la cavitation, notamment durant la phase de condensation. En négligeant les effets de viscosité et tension superficielle et en considérant que la pression reste constante dans la bulle l'équation précédente peut être intégrée et on obtient (Franc et Michel [164]) :

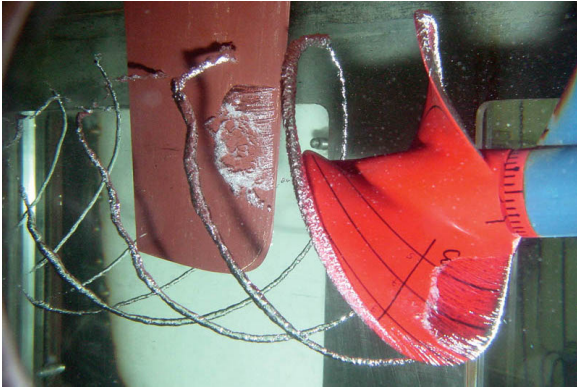
$$\dot{R} = -\sqrt{\frac{2}{3} \frac{p_\infty - p_v}{\rho_f} \left(\frac{R_0^3}{R^3} - 1 \right)} \quad (\text{I.11})$$

Cette relation montre que la norme de la vitesse à l'interface $|\dot{R}|$ tend vers l'infini lorsque la bulle se condense ($R \rightarrow 0$). Des effets de compressibilité sont donc susceptibles d'apparaître dans les derniers instants de la condensation. D'autre part, on peut montrer que la pression maximale p_{\max} induite par la condensation de la bulle dans le liquide évolue avec la loi :

$$p_{\max} - p_\infty \approx 0.157 \left(\frac{R_0}{R} \right)^3 (p_\infty - p_v) \quad (\text{I.12})$$

Avec ce modèle simplifié, Franc et Michel [164] calculent que pour une pression $p_\infty - p_v = 1$ bar, lorsque $R = 0.05R_0$, la vitesse de l'interface est de l'ordre de 720 m/s et la pression maximale proche de 1260 bars! La condensation d'une bulle de vapeur peut donc être à l'origine de pressions (et de températures, la bulle n'étant en réalité pas un système adiabatique) très importantes, et générer une onde de choc. La contraction rapide d'une bulle peut même être à l'origine d'émission de photons, générant ainsi de la lumière par sonoluminescence (Brenner et al. [166]). La compréhension physique de ce phénomène reste toutefois limitée. Une analyse assez simple de l'équation de Rayleigh-Plesset permet ainsi de comprendre comment de petites bulles de vapeur peuvent être à l'origine de dommages importants sur des structures en acier (figure I.18b).

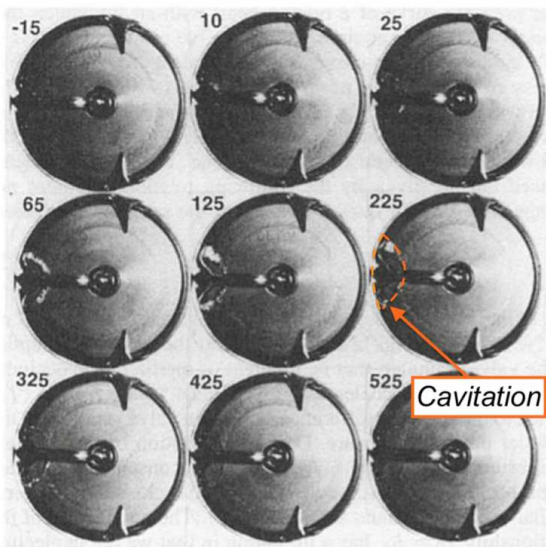
Ce phénomène physique est susceptible de se manifester dans n'importe quel fluide, en écoulement ou au repos. L'étude de la cavitation est donc primordiale dans de nombreux domaines. Des bulles de vapeur peuvent par exemple apparaître autour de valves cardiaques (Graf et al. [172], Yoganathan et al. [173], Qian et al. [174]), favorisant ainsi la création de caillots sanguins (figure I.18c). Dans le domaine naval, les hélices, les safrans ou les foils peuvent également être sujets à la cavitation (figure I.18a), qui peut être synonyme de perte de performances. C'est aussi une source de bruit, inconfortable pour les transports de passagers et rédhibitoire pour la discrétion des sous-marins. Dans le cas d'une hélice, l'apparition et la disparition cyclique de poche de vapeur dues au sillage d'un navire peut générer un effet de fatigue du matériau. L'onde de choc créée par la condensation de bulles à la surface d'une hélice de pompe (figure I.18b) peut endommager les pales. Bien que la cavitation soit généralement néfaste pour les applications industrielles, elle offre certains avantages dans quelques domaines d'application. Certaines torpilles sont par exemple conçues pour fonctionner en régime supercavitant. Le projectile est



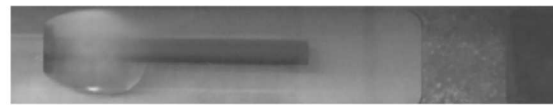
(a) Cavitation autour d'une hélice et d'un gouvernail (www.pbo.co.uk)



(b) Erosion sur une pale de pompe (extrait de Brennen [167])



(c) Cavitation autour d'une valve cardiaque (adapté de Lee et al. [168])



$\sigma = 1.27$



$\sigma = 0.98$

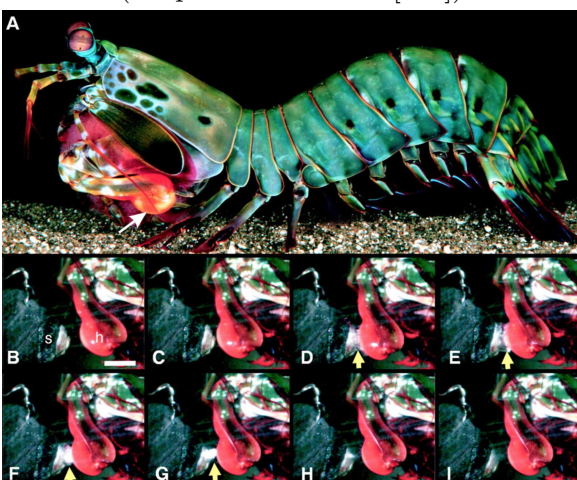


$\sigma = 0.88$

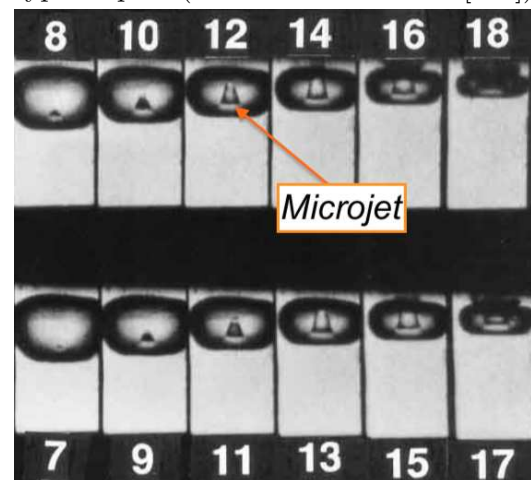


$\sigma = 0.83$

(d) Supercavitation autour d'un corps de type torpille (extrait de Ahn et al. [169])



(e) La crevette-mante paon générant de la cavitation à l'aide de ses pinces (extrait de Patek et Caldwell [170])



(f) Condensation d'une bulle près d'une paroi (adapté de Tomita et Shima [171])

FIGURE I.18 – Diverses manifestations du phénomène de cavitation

alors totalement entouré de vapeur, limitant ainsi les efforts visqueux (figure I.18d). Le phénomène de cavitation est également utilisé en médecine, dans le cadre de traitements à base d'ultrasons. Lors de la condensation d'une bulle à proximité d'une paroi (figure I.18f), un microjet re-entrant peut se créer dans la direction de la paroi. La vitesse de ce microjet peut être très importante et localement endommager la paroi. Ce principe est utilisé pour la destruction de calculs rénaux (lithotripsie) ou de tumeur (Crum [175], Brujan et al. [176]). L'homo sapiens n'est pas le seul à avoir su maîtriser le phénomène de cavitation, deux espèces de crevettes tirent également avantage de la cavitation. La crevette-mante paon utilise ses pinces afin de générer de petites poches de vapeur. Les ondes de choc issues de la condensation de ces poches lui permettent de détruire les carapaces de ses proies. Enfin, l'imposante pince des crevettes "pistolet" leurs permet par un processus similaire, de créer une onde de choc capable d'assommer leurs adversaires. Lohse et al. [177] montrent que la condensation est tellement violente que de la lumière est émise par "shrimpoluminescence", indiquant des températures localement supérieures à 5000 Kelvins.

I.2.2 Les différents types de cavitation

Le nombre de cavitation σ est défini par la relation :

$$\sigma = \frac{p_r - p_v}{\Delta p} \quad (\text{I.13})$$

où p_r représente une pression de référence du problème, p_v la pression de vapeur saturante et Δp une différence de pression caractéristique de l'écoulement. Pour un problème donné, plus le nombre de cavitation diminue plus le phénomène de cavitation est susceptible de se manifester dans le fluide. Dans le cas d'un écoulement autour d'un foil, il est d'usage de prendre la pression de l'écoulement uniforme en amont p_0 comme pression de référence. La différence de pression caractéristique est choisie égale à la pression dynamique de l'écoulement $\Delta p = 0.5\rho_f U_0^2$. Le nombre de cavitation s'écrit donc :

$$\sigma = \frac{p_0 - p_v}{\frac{1}{2}\rho_f U_0^2} \quad (\text{I.14})$$

La cavitation est susceptible d'apparaître lorsque la pression minimale existant dans l'écoulement p_{\min} est proche de la pression de vapeur saturante. Le coefficient de pression associé s'écrit :

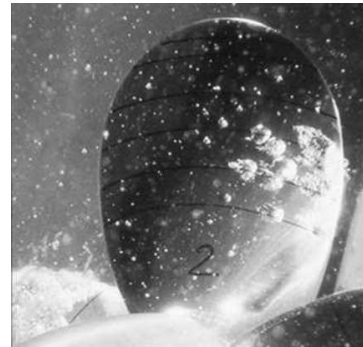
$$C_{p,\min} = \frac{p_{\min} - p_0}{\frac{1}{2}\rho_f U_0^2} \approx \frac{p_v - p_0}{\frac{1}{2}\rho_f U_0^2} = -\sigma \quad (\text{I.15})$$

On obtient donc une condition sur l'apparition de cavitation dans l'écoulement $C_{p,\min} \approx -\sigma$. Rappelons que les cavités de vapeur ne se développent pas obligatoirement lorsque la pression est inférieure à la pression de vapeur saturante, et cette condition doit être vue comme une indication du risque de cavitation. Elle peut néanmoins être utile dans la phase de conception d'un profil pour application spécifique, afin d'éviter l'apparition de vapeur et les nuisances qu'elle engendre. Pour un profil donné, le nombre de cavitation permet également de donner des indications sur le type de cavitation susceptible d'apparaître dans l'écoulement :

- **la cavitation par bulles**, qui dépend fortement de la densité en nuclei du fluide. Des bulles de tailles plus ou moins importantes se forment à la surface du profil ou peuvent être transportées vers le bord de fuite par l'écoulement. Ce type de cavitation peut apparaître sur un profil pour de faibles incidences (figure I.19a) ou sur les pales d'une hélice (figure I.19b).



(a) Bulles à la surface d'un profil portant
(<http://www.legi.grenoble-inp.fr/people/Jean-Pierre.Franc>)



(b) Bulles autour d'une pale d'hélice
(extrait de Carlton [1])

FIGURE I.19 – Exemples de cavitation par bulles

- **la cavitation par patches** : des poches de tailles limitées se forment à la surface de la paroi. Ce type de cavitation existe souvent avant le développement de poche de cavitation partielle attachée au bord d'attaque d'un profil lisse. Ces patches semblent initialement se développer lorsque des nuclei sont "piégés" dans les zones de recirculation en aval d'aspérités de surface, ou à autour de micro-crevasses. Les mécanismes exacts à l'origine de la formation de ces patches ne sont toutefois pas encore complètement compris (Rood [178], Van Rijsbergen [179], Van Rijsbergen et al. [180]).

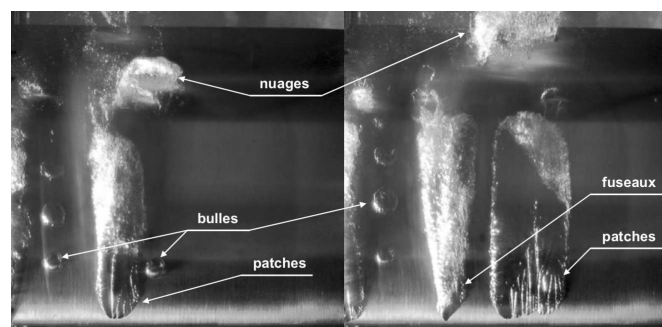
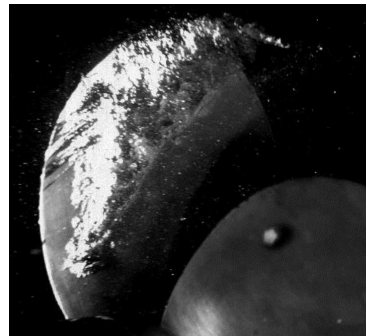


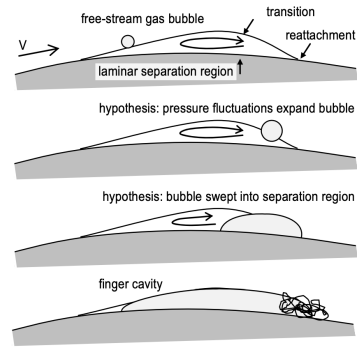
FIGURE I.20 – Patches de cavitation à la surface d'un NACA66-312 modifié (Leroux [4])

- **la cavitation par poche attachée** : ce type de cavitation apparaît le plus souvent près du bord d'attaque d'un profil portant. La taille de la poche dépend de la géométrie du profil et de la densité de nuclei initialement dans le fluide. Comme l'indique le schéma I.21b, la présence d'un bulbe de séparation laminaire dans l'écoulement subcavitant pourrait favoriser le développement d'une poche de vapeur (Katz [181], Van Rijsbergen [179]) par un mécanisme d'emprisonnement et d'activation des nuclei dans la zone de recirculation. L'aspect de la poche peut différer

selon les cas étudiés. Lorsqu'elle est qualifiée de vitreuse (*glassy*), le taux de vapeur dans la poche est très élevé et l'interface avec le liquide est stable. Dans les cas où elle est qualifiée de nuageuse (*cloudy*), des instabilités paraissent se développer à l'interface et la poche semble plutôt composée d'un mélange de liquide et de bulles de vapeur. La zone de fermeture de la poche est très instationnaire, et à l'origine de petits lâchers de vortex cavitant dans le sillage.



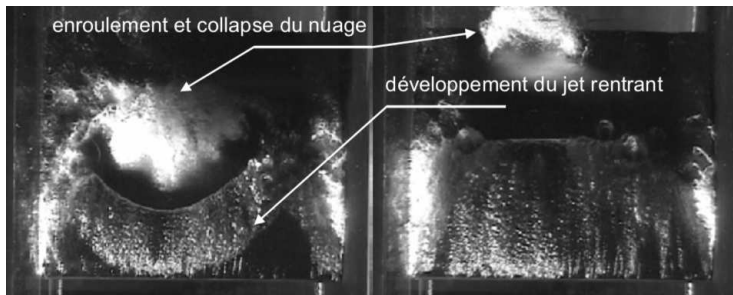
(a) Poche de vapeur sur une pale (extrait de Vaz et al. [182])



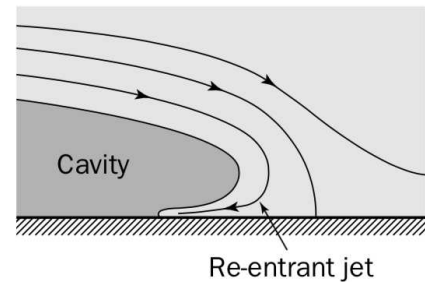
(b) Mécanisme d'apparition de la poche avec LSB (extrait de Van Rijsbergen [179])

FIGURE I.21 – Exemple de cavitation par poche attachée.

- **la cavitation par nuage de vapeur** émerge lorsqu'une poche attachée atteint une taille critique. Une partie de la vapeur se détache alors du reste de la poche, formant ainsi un nuage transporté par l'écoulement dans le sillage. Ces nuages peuvent être constitués d'un unique volume de vapeur ou d'une multitude de bulles, qui peuvent causer l'érosion des surfaces à proximité. Ce type de cavitation peut être à l'origine de la formation d'importants tourbillons, rendus visibles par la vapeur contenue à l'intérieur. Deux mécanismes peuvent être à l'origine d'un lâcher de nuage. Un jet re-entrant (figure I.22b) peut se former au niveau de la zone de fermeture, susceptible de déstabiliser la poche de cavitation. La présence d'un jet re-entrant et d'un nuage de vapeur est visible sur la figure I.22a. La poche de cavitation peut aussi être déstabilisée par des effets de compressibilité, lorsque la zone de fermeture se rapproche du bord de fuite d'un profil portant par exemple.



(a) Nuage de vapeur autour d'un NACA66-312 modifié (Leroux [4])



(b) Schéma du jet re-entrant (Callenaere et al. [183])

FIGURE I.22 – Exemple de nuage de cavitation.

- **la supercavitation** est un cas particulier de poche attachée. Le terme supercavitation est généralement employé lorsque la zone de fermeture est située dans le sillage du corps considéré, de sorte que celui-ci est en totalité (du moins en majorité) entouré de vapeur.

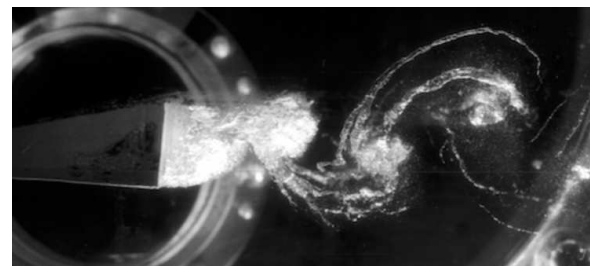


FIGURE I.23 – Supercavitation autour d'un hydrofoil (Pearce et Brandner [184])

- **la cavitation de tourbillons** : le coeur d'un tourbillon est généralement un minimum local de pression. Si la valeur de la pression minimale est assez basse, le tourbillon peut alors être rempli de vapeur. Ce type de cavitation peut exister dans tous types de tourbillons, tels que les tourbillons d'extrémité d'un profil (figure I.24a), ou les tourbillons existant dans le cas d'une allée de Von Karman (figure I.24b).



(a) Cavitation dans un tourbillon marginal



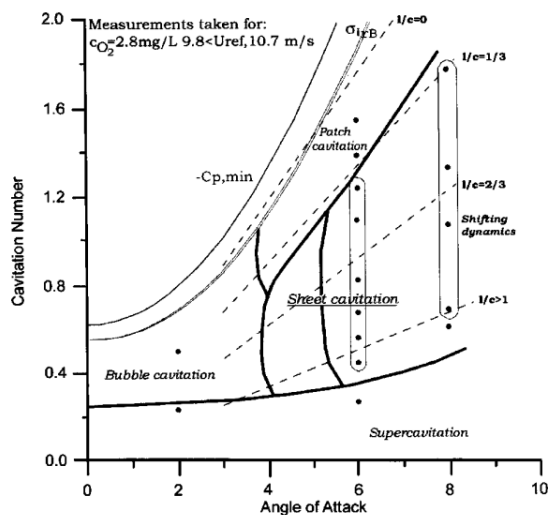
(b) Cavitation dans une allée de tourbillons de Von Karman

FIGURE I.24 – Exemples de cavitation de tourbillons
(<http://www.legi.grenoble-inp.fr/people/Jean-Pierre.Franc>)

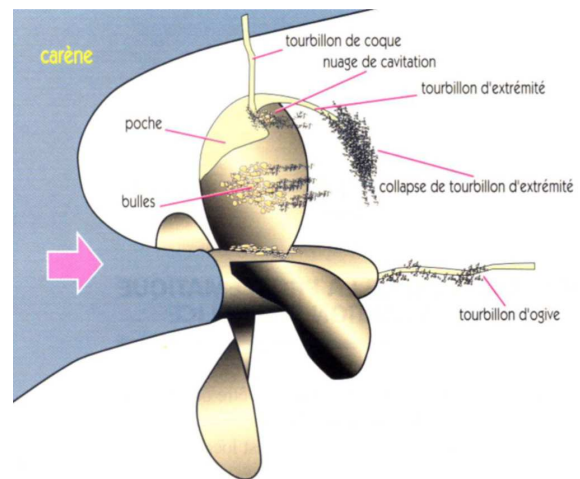
Ces différents types de cavitation peuvent coexister, comme c'est le cas autour l'hélice de la figure I.18a, où l'on peut distinguer une poche de cavitation sur une pale, un nuage de vapeur près du gouvernail et de la cavitation de vortex dans le sillage. Le schéma de la figure I.25b donne un aperçu des différents types de cavitation pouvant apparaître autour d'une hélice de bateau.

Notons que le nombre adimensionnel σ ne fait intervenir que des quantités dynamiques et ne prend donc pas en compte la géométrie du profil ou son angle d'incidence. Pour une même valeur du paramètre σ , les types de cavitation observés sur deux profils pourront donc être différents. En faisant varier le paramètre de cavitation et l'incidence d'un profil, il est possible de tracer sa carte de cavitation. Pour un profil NACA 0015 avec une incidence de 6° (figure I.25a), la cavitation apparaît autour de $\sigma \approx 2$, avec une cavitation par patches jusqu'à $\sigma \approx 1.7$. Lorsque le nombre de cavitation diminue, il existe une poche

de vapeur attachée au bord d'attaque, qui atteint le bord de fuite (supercavitation) pour une valeur $\sigma \approx 0.3$. Pour de petits angles d'attaque, la vapeur apparaît sous forme de bulles, et des lâchers de nuages existent pour les incidences supérieures à 8° . La carte de cavitation de la figure I.25a indique donc que pour un NACA 0015 à une incidence $\alpha = 6^\circ$ et un paramètre $\sigma = 1$, on obtient une cavitation de poche attachée, tandis que dans les mêmes conditions Leroux [4] observe des lâchers de nuages de vapeur pour un NACA66-312 modifié.



(a) Carte de cavitation d'un NACA 0015 (Kjeldsen et al. [185])



(b) Types de cavitation potentiels autour d'une hélice (Briançon et Merle [186])

FIGURE I.25 – Exemples des différents types de cavitation pouvant apparaître autour d'un hydrofoil ou d'une hélice.

I.2.3 Modèles de cavitation

Il existe une grande diversité de modèles de cavitation, pouvant être classés en deux catégories (Chen et Heister [187]) : les modèles basés sur une description explicite de l'interface (*interface tracking*) et les méthodes considérant un mélange diphasique sur l'ensemble du domaine.

Pour les simulation de fluide visqueux, le modèle du fluide unique est le plus répandu et ne nécessite pas de décrire explicitement l'interface. Le fluide est vu comme un mélange de liquide et de vapeur, dont les propriétés physiques, telles que la masse volumique et la viscosité, dépendent des proportions des phases en présence. Cette approche fait l'hypothèse d'un équilibre cinématique et thermodynamique entre les deux phases, qui évoluent donc aux mêmes vitesses et à la même pression. Les équations à résoudre pour le mélange sont similaires aux équations de Navier-Stokes monophasique, en remplaçant la masse volumique et la viscosité par celles du mélange, ρ_f et μ_f . En notant α_l et α_v , les fractions volumiques de liquide et de vapeur locales, on peut écrire :

$$\begin{aligned} \rho_f &= \alpha_l \rho_l + \alpha_v \rho_v \\ \mu_f &= \alpha_l \mu_l + \alpha_v \mu_v \\ \alpha_l + \alpha_v &= 1 \end{aligned} \tag{I.16}$$

avec ρ_l et μ_l la masse volumique et la viscosité dynamique de liquide, ρ_v et μ_v celles de la vapeur. Pour fermer le système d'équations, il est nécessaire d'ajouter une équation reliant la masse volumique du mélange à la pression. La majorité des modèles reposent sur l'utilisation d'une équation d'état pour les codes compressibles, et d'une équation de transport de la fraction volumique ou massique de vapeur pour les codes incompressibles.

Delannoy et Kueny [188], Coutier et al. [189] et Pouffary et al. [190] utilisent une loi barotrope sinusoidale pour relier la densité du mélange à la pression (figure I.26). La pente maximale de la courbe est égale à $1/A_{\min}^2$, où A_{\min} est un paramètre du modèle représentant la vitesse minimale du son dans le mélange. Dans les codes compressibles, les régions contenant uniquement du liquide peuvent suivre une loi de Tait, tandis que la loi des gaz parfaits est appliquée aux régions remplies de vapeur. Goncalves [191] utilise une loi barotrope avec des lois de type *Stiffened Gas* pour les phases pures (Le Métayer et al. [192]). Certaines équations d'état employées pour fermer le système d'équations donnent une relation entre la masse volumique du mélange et l'enthalpie du système (Clerc [193], Edward et al. [194]). Goncalves et Patella [195] comparent les prédictions d'une poche de cavitation dans un Venturi, obtenues avec une loi barotrope et une équation d'état *Stiffened Gas*. Leurs résultats montrent que l'équation d'état *Stiffened Gas* combinée au modèle de turbulence $k - \omega$ SST ne permet pas de retrouver la poche quasi-stable observée expérimentalement. L'utilisation d'une loi d'état barotrope permet en revanche de mieux coller aux expériences. Les modèles avec lois barotropes ne peuvent cependant pas capturer la création de vorticité due au terme barocline qui peut être important dans la zone de fermeture de la poche (Gopalan et Katz [196], Laberteaux et Ceccio [197]). En effet, pour une loi barotrope les gradients de pression et de densité sont parallèles et le terme de production barocline $\nabla \frac{1}{\rho_f} \times \nabla p$ est donc nul.

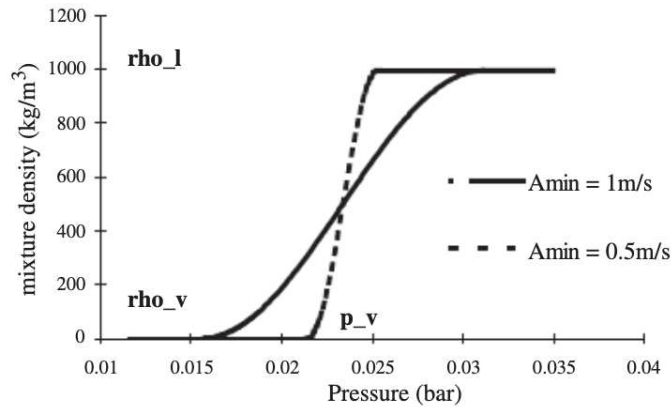


FIGURE I.26 – Loi barotrope utilisée par Coutier et al. [189]

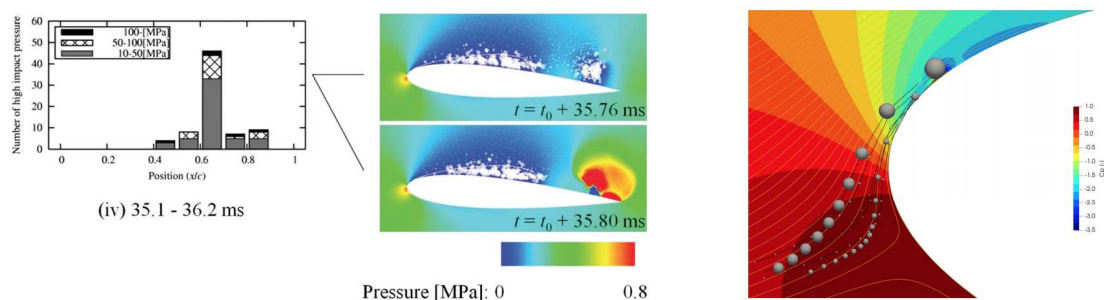
Les modèles basés sur une équation de transport de la fraction volumique (ou massique) de vapeur (ou de liquide) ne souffrent pas de cette limitation (Ducoin et al. [198]). L'équation à résoudre pour la fraction de vapeur s'écrit de façon générale :

$$\frac{\partial \alpha_v}{\partial t} + \nabla \cdot (\alpha_v \mathbf{U}) = S_v + S_c \quad (\text{I.17})$$

Les différences entre les modèles portent sur la nature des termes sources d'évaporation S_v et de condensation S_c utilisés. Certains modèles sont dérivés de l'équation de Rayleigh-Plesset, en faisant plus ou moins d'hypothèses simplificatrices : le modèle de Kubota

[199], le modèle de Sauer [200], le modèle de Singhal [201], le modèle de Zwart [202] ou encore le modèle d’Asnaghi [203]. D’autres modèles ont été développés en s’appuyant sur l’analyse dimensionnelle des échanges à l’interface : le modèle de Kunz [204], le modèle de Merkle [205], le modèle de Saito [206] et le modèle de Senocak [207]. La plupart de ces modèles dépendent de paramètres ou de constantes empiriques, influençant la forme de cavité dans les simulations. Notons que pour la première catégorie de modèles, les termes sources dépendent de la racine carrée de la pression, tandis que pour la seconde catégorie, les termes sources varient linéairement avec la pression. Frikha et al. [208] proposent une comparaison de sept modèles à équations de transport, et analysent l’influence des paramètres de chaque modèle sur la prédiction de la cavitation. Le développement de l’équation de transport pour la fraction volumique de vapeur et les modèles de cavitation utilisés dans cette thèse sont détaillés dans le chapitre III.

Les modèles de cavitation présentés dans les paragraphes précédents sont adaptés à la simulation numérique de poches de vapeur ou de cavitation de tourbillons mais ne permettent pas de modéliser la cavitation par bulles. Afin de prendre en compte la dynamique individuelle de chaque bulle, des approches hybrides Eulerienne-Lagrangienne ont été développées (Maeda et Colonius [209], Giannadajis et al. [210]). L’écoulement moyen est alors décrit de façon Eulerienne et la dynamique des bulles est capturée à l’aide d’une approche Lagrangienne. Cette méthode permet par exemple d’étudier l’érosion d’une paroi due à la condensation d’un amas de bulles (Ochiai et al. [211], Ma et al. [212]) ou les mécanismes d’apparition de la cavitation autour d’une protubérance (Von Rijsbergen et al. [180]).



(a) Nuage de vapeur prédit à l’aide d’une approche Lagrangienne (à droite) et distribution de l’intensité de l’érosion sur le profil (à gauche) (Ochiai et al. [211]).

(b) Trajectoires de bulles de vapeur près du bord d’attaque (Von Rijsbergen et al. [180])

FIGURE I.27 – Exemples de simulations utilisant une approche Lagrangienne pour les bulles de vapeur.

Pour les modèles de type *interface tracking*, seul l’écoulement de la phase liquide est résolu, en adaptant le maillage à la forme de la poche de cavitation, où l’on impose la pression de vapeur saturante. Ce type d’approche convient parfaitement aux méthodes potentielles, reposant uniquement sur une distribution de singularités aux frontières du domaine. Le problème à résoudre par les codes BEM est donc non-linéaire puisqu’il faut déterminer la position de l’interface et les amplitudes des singularités sur l’interface (Fine [213]). La position de l’interface est obtenue en appliquant une condition dynamique ($p = p_v$) et une condition cinématique non-linéaire sur l’interface (l’interface doit être une surface matérielle). Le problème peut être simplifié en faisant l’hypothèse de poches de

faibles épaisseurs, et en appliquant les singularités sur la surface du corps (Vaz et Boschers [214], Young et Kinnas [215]). Dans ce cas, la non-linéarité n'est due qu'à la condition cinématique et le modèle est qualifié de partiellement non-linéaire. Cette méthode ne peut s'appliquer que dans le cas de poche attachée ou de supercavitation (l'interface est alors considérée sur le sillage du corps). Différents critères peuvent être utilisés pour déterminer les positions de détachement et de fermeture de la poche. Young et Kinnas [215] utilisent une méthode itérative pour obtenir un détachement doux (équivalent au critère de Villat-Brillouin imposant la continuité de la courbure entre le profil et la poche) et imposent une épaisseur de poche nulle pour la zone de fermeture. Vaz et Boschers [214] placent la ligne de détachement au bord d'attaque et impose une transition douce de la pression entre la valeur de pression de vapeur saturante et la pression en écoulement subcavitant. Dang et Kuiper [216] imposent une condition de type jet re-entrant pour la fermeture de la poche. Les méthodes avec *interface tracking* restent cependant limitées aux cas de poches attachées. Notons que des simulations utilisant une méthode de *tracking* et un modèle de fluide visqueux sont présentées par Chen et Heister [217] ou Deshpande et al. [218].

Certaines méthodes visent à résoudre précisément la position de l'interface liquide-vapeur. Cette dernière peut être décrite à l'aide d'une méthode de *front tracking* (Tryggvason et al. [219], Peng et al. [220], Yu et al. [221]). Elle peut aussi être décrite à l'aide de méthodes aux frontières immergées (*immersed boundary method*) telles que la méthode *level set* (Michael et al. [222], Bouziad [223], Liu et al. [224]).

I.2.4 Applications aux profils portants

La cavitation autour de profils portants a été l'objet de beaucoup de publications scientifiques. Comme pour l'interaction fluide-structure, seule une sélection limitée de travaux est présentée dans cette section.

Dès 1989, les essais réalisés par Kubota et al. [225] mettent en évidence le caractère tridimensionnel des nuages de vapeur lâchés sur l'extrados d'un profil portant. L'analyse d'images de la cavitation révèle que le nuage prend la forme d'un "croissant" lorsqu'il est transporté par l'écoulement. Des mesures de vitesse par LDV (*Laser Doppler Velocimetry*) indiquent un extremum de vorticit   au centre du nuage, sugg  rant ainsi que le nuage de vapeur est constitu   d'un amas de bulles    l'int  rieur d'un tourbillon. Les profils de vitesse montrent que la vitesse de convection du nuage est inf  rieure    celle de l'  coulement loin du profil. Les mesures de la pression pr  s d'un NACA 64A309 en   coulement présentés par Reisman et al. [226] montrent que la condensation du nuage de vapeur peut   tre    l'origine d'ondes de choc. Les distributions de pression sur un hydrofoil plan-convexe mesurés par Le et al. [227] attestent de l'importance du jet re-entrant dans le m  canisme de lâcher des nuages de cavitation.

Arndt et al. [228]   tudient exp  rimentalement l'  coulement cavitant autour d'un NACA 0015. D'apr  s leurs observations, la dynamique de la poche d  pend de la valeur du param  tre $\sigma/(2\alpha)$. Lorsque $\sigma/(2\alpha) > 4$ la fr  quence des lâchers varie presque lin  airement avec le nombre de cavitation σ . Le nombre de Strouhal bas   sur la longueur de poche est presque constant et proche de 0.3. Lorsque $\sigma/(2\alpha) < 4$, la fr  quence des lâchers ne varie plus avec le param  tre de cavitation et correspond    un nombre de Strouhal bas   sur la corde $St_c \approx 0.15$. Ces diff  rences mettent en lumi  re deux m  canismes diff  rents    l'origine des lâchers : pour des valeurs importantes de $\sigma/(2\alpha)$, les lâchers de nuages sont caus  s par la pr  sence d'un jet re-entrant, tandis qu'un m  canisme d'onde

de choc est à l'origine des lâchers pour de plus faibles valeurs. Les auteurs comparent également les résultats expérimentaux aux prédictions d'un code LES muni d'une loi barotrope. Les simulations sont capables de capturer les dynamiques de poche et fréquences obtenues dans les expériences. Callenaere et al. [183] étudient plus précisément l'instabilité de jet re-entrant. En fonction de l'épaisseur de la cavité et de l'intensité du jet re-entrant la dynamique de la poche est différente. Pour une cavité épaisse, le jet re-entrant vient ébranler la poche près du bord d'attaque et d'importants lâchers de vapeur sont observés. Si la poche de vapeur est plus fine, il existe une interaction forte entre le jet et l'interface, et la poche se décompose en plus petites structures. Laberteaux et Ceccio [229] étudient la cavitation autour de différents corps, y compris un profil NACA 0009, pour lequel ils observent la présence d'un jet re-entrant. Des mesures PIV du champ de vitesse en écoulement cavitant indiquent que la condensation d'un nuage de vapeur est à l'origine d'une génération importante de vorticité. Laberteaux et Ceccio [230] montrent également, que la présence d'un jet re-entrant n'est pas obligatoirement synonyme de lâchers de nuage : s'il existe des gradients de pression dans la direction de l'envergure, le jet n'est pas forcément dirigé directement vers la poche et cette dernière peut rester stable. L'influence de la température sur la cavitation est analys e par Cervone et al. [231]. Les essais réalisés avec un NACA 0015 soulignent que la cavitation par nuages et la supercavitation apparaissent à des paramètres de cavitation plus bas lorsque la température augmente. Les épaisseurs et longueurs de poches sont aussi plus importantes pour des températures  lev es. En comparant les essais réalisés sur un profil NACA 0015 dans trois tunnels de cavitation différents Kawakami et al. [232] suggèrent que la concentration en nuclei dans l'eau et la rugosité de la surface du profil influencent significativement la dynamique de la poche de cavitation et la fréquence des lâchers de nuages.

Une caractérisation expérimentale de l'écoulement cavitant autour d'un NACA66 a été d velopp e dans la thèse de Leroux [4]. La distribution du champ de pression sur le profil, dans le plan à mi-envergure, est mesur e grâce à des capteurs piézorésistifs. Pour des longueurs de poche inférieures à la moitié de la corde, la cavité reste stable. La distribution du coefficient de pression présente un palier autour de $C_p \approx -\sigma$ sous la poche. Un important gradient de pression est observé dans la zone de fermeture de la poche. Des fluctuations de pressions sont également mesur es, dues à des oscillations de la zone de fermeture. La fréquence de ces oscillations diminue lorsque la longueur de poche augmente. Lorsque la taille maximale de la poche est supérieure à la moitié de la corde, on observe alors des lâchers de nuages de cavitation. La fréquence des lâchers varie linéairement avec la vitesse, correspondant à un nombre de Strouhal basé sur la corde $St \approx 0.11$ (Leroux et al. [233]).

Coutier-Delgosha et al. [234] utilisent des rayons X et un endoscope pour étudier la structure interne de la poche de cavitation autour d'un profil plan-convexe. Les essais montrent que dans le cas d'une cavitation partielle, la fraction de vapeur n'excède pas 50%. Près du bord d'attaque la cavité est compos e de larges bulles formant des conglomérats, plutôt que d'amas de petites bulles. Lorsque le régime supercavitant est atteint, ces conglomérats fusionnent pour former d'importantes poches de vapeur, correspondant à des fractions de vapeur proches de 80%.

Fujii et al. [235] présentent une étude expérimentale de la cavitation sur différents profils. Les essais suggèrent que la forme du profil a une influence sur l'intensité des fluctuations de pression dans le cas de cavitation par lâchers de vapeur. Au contraire, la forme du profil ne semble pas influencer la cavitation de transition entre une cavitation par nuages et le régime supercavitant, car les oscillations de transition ne sont pas gouvern es

par un mécanisme de jet re-entrant.

Du point de vue numérique, Reboud et al. [236] remarquent que les simulations numériques de la cavitation dans un Venturi, réalisées avec une loi barotrope et le modèle de turbulence $k - \epsilon$, ne permettent pas de retrouver les lâchers de nuages observés dans les expériences. Les auteurs proposent donc une modification du modèle $k - \epsilon$ pour limiter la viscosité turbulente dans le sillage de la poche :

$$\mu_t = f(\rho) C_\mu \frac{k^2}{\epsilon} \quad \text{avec} \quad f(\rho) = \rho_v + \left(\frac{\rho_v - \rho}{\rho_v - \rho_l} \right)^n (\rho_l - \rho_v) \quad (\text{I.18})$$

Grâce à cette correction, les simulations sont capables de prédire le détachement des nuages de vapeur. Depuis, cette correction a été fréquemment utilisée pour les simulations d'écoulement cavitant (Coutier-Delgosha et al. [237], Coutier-Delgosha et al. [189]).

Les expériences de Leroux et al. [233] sont utilisées pour valider les simulations 2D d'un code compressible avec une loi barotrope et le modèle $k - \epsilon$ modifié (Leroux et al. [238]). Des comparaisons aux essais sont présentées pour deux conditions d'écoulement : $\alpha = 6^\circ$ et $\sigma = 1$ et $\alpha = 8^\circ$ et $\sigma = 1.28$. Pour $\alpha = 8^\circ$ et $\sigma = 1.28$, le modèle numérique est capable de retrouver la longueur de poche maximale et la fréquence des oscillations. La simulation montre également que les lâchers de nuages observés expérimentalement sont causés par la présence d'un jet re-entrant. Pour $\alpha = 6^\circ$ et $\sigma = 1$, les cycles de la poche se font à une fréquence plus faible que dans le premier cas. La dynamique de la poche est aussi différente : lorsque la poche atteint 50%-60% de la corde, sa croissance est stoppée par des lâchers de nuages secondaires. La poche est ensuite séparée en deux par un mécanisme de jet re-entrant, avec une poche attachée et un nuage principal. Le nuage principal est transporté par l'écoulement et la poche restée attachée au profil continue de se développer. La condensation du nuage dans le sillage du profil entraîne soudainement la disparition de la poche. Ces différentes étapes sont bien prédites par le code compressible, capable de capturer l'onde de choc générée par la condensation du nuage principal.

Zhou et al. [239] utilisent le modèle de cavitation de Singhal [201] et un modèle $k - \epsilon$ RNG avec la modification de Reboud pour simuler le cas test de Leroux et al. [233]. Frikha et al. [208] comparent les performances de quatre modèles de cavitation pour prédire l'écoulement autour d'un profil convexe et d'un NACA66. Les performances des modèles sont estimées en comparant les résultats numériques aux fractions volumiques de vapeur mesurées expérimentalement par rayons X. Les auteurs font également varier les paramètres et constantes empiriques des différents modèles, et montrent que leurs valeurs modifient la forme de la poche. En utilisant des paramètres adaptés, les quatre modèles donnent des prédictions similaires et sont capables de capturer les principales caractéristiques de la poche. Ducoin et al. [198] reprennent les résultats expérimentaux de Leroux [4] pour étudier trois modèles de cavitation : les modèles de Kubota, Merkle et Singhal. Les auteurs analysent aussi l'influence de la correction de Reboud sur ces trois modèles. Le modèle de Merkle avec $n = 3$ pour la correction de Reboud fournit les meilleures prédictions, pour une poche attachée comme pour le cas de lâchers de nuages. Les résultats de calculs 3D sont présentés par Yang et al. [240] pour l'écoulement cavitant autour du même NACA 66. Le nuage en forme de croissant est bien capturé par les simulations. Pour les auteurs la présence des parois verticales de la veine d'essais, prises en compte dans les simulations, est à l'origine de la forme caractéristique du nuage. Ces conclusions sont similaires à celles de Saito et al. [206] sur l'influence des parois verticales.

Des mesures de vitesses par PIV autour d'un profil vrillé (*Delft twist11 hydrofoil*) en écoulement cavitant sont présentées par Foeth et al. [241]. Des particules de rhoda-

mine fluorescentes sont utilisées pour pouvoir filtrer les réflexions de la nappe laser sur l’interface liquide-vapeur. Une méthode basée sur un masque adaptif est proposée pour retirer la vapeur des images PIV. La méthode ne permet cependant pas la mesure des vitesses dans la poche. Pour des régimes de cavitation avec lâchers de nuages de vapeur, les mesures ne permettent pas d’identifier la présence d’un jet re-entrant. Foeth et al. [242] montrent que pour cet hydrofoil, il existe des lâchers primaires causés par le jet re-entrant à mi-envergure, mais aussi des lâchers secondaires causés par des jets sur les côtés de la poche. Ces expériences sont à l’origine de nombreux travaux numériques.

Asnaghi et al. [243] réalisent des simulations LES sur le profil vrillé étudié par Foeth [244], avec un modèle de Sauer amélioré (Asnaghi et al. [203]). Les auteurs analysent l’influence de la résolution spatiale sur les prédictions numériques et montrent que le maillage doit être assez fin pour capturer le transport du nuage de vapeur dans l’écoulement et l’interaction entre la cavitation et le tourbillon. Une étude de convergence en maillage révèle des incertitudes numériques supérieures à 20% pour la fréquence des lâchers, le volume de vapeur et les coefficients hydrodynamiques. Sur le même profil, Chen et al. [245] comparent les prédictions de simulations LES avec deux modèles RANS, les modèles $k - \epsilon$ et $k - \omega$ SST. Les performances des deux modèles RANS sont moins bonnes que celles de la simulation LES. Les simulations montrent que le modèle $k - \omega$ SST n’est pas capable de prédire les lâchers de vapeur. Ces observations sont cohérentes avec les résultats numériques de Bensow [246]. En revanche, la modification du modèle $k - \omega$ SST en prenant en compte la correction de Reboud permet d’obtenir des lâchers de vapeur dans les simulations. Bensow [246] montre que même en utilisant le modèle de turbulence corrigé l’approche RANS fournit de moins bons résultats que des simulations LES et DDES.

L’écoulement cavitant autour du profil vrillé Delft11 est également étudié par Schnerr et al. [247] pour valider leur code compressible. La simulation indique que la condensation du nuage de vapeur est à l’origine d’une onde de choc, générant des pics de pression importants à la surface du profil. Ji et al. [248], [249] exposent les résultats de simulations PANS (*Partially Averaged Navier-Stokes*) et LES combiné au modèle de cavitation de Zwart sur le même profil. Le modèle PANS permet de retrouver le tourbillon en fer à cheval qui se forme lors d’un lâcher primaire et donne de meilleures prédictions des coefficients hydrodynamiques que les calculs RANS présentés par Li et al. [250] ou Bensow [246]. Cependant le nuage de vapeur disparaît plus rapidement que dans les expériences. La simulation LES montre que les transferts de masse entre les deux phases sont à l’origine de tourbillons. En comparant les différents termes de production de vorticité, Ji et al. [249] indiquent que le terme barocline et le terme de dilatation sont les plus importants.

Plusieurs travaux sur la cavitation autour du profil NACA 0015 étudié dans cette thèse sont aussi disponibles. Les mesures PIV présentées par Kravtsova et al. [251] indiquent que l’apparition de cavitation a un effet significatif sur l’écoulement proche d’un profil NACA 0015. La présence de nuage de vapeur génère une intensité de turbulence importante dans le sillage de la poche de cavitation. D’intenses zones de cisaillement sont observées autour du nuage de vapeur, provoquant la formation de larges structures tourbillonnaires. Les simulations de Schmidt et al. [252] sur un NACA 0015 révèlent l’existence d’instabilités de la poche de cavitation dans le sens de l’envergure et des différences significatives sont observées entre deux lâchers de vapeur successifs. Les auteurs montrent que pour le cas considéré, la dynamique des lâchers est un mécanisme inertiel, justifiant ainsi de négliger la viscosité du fluide. Li et al. [250] montrent que les simulations combinant le modèle de Sauer avec le modèle $k - \omega$ SST corrigé ont tendance à sous-estimer le coef-

ficient de portance. Les lâchers de nuages de vapeur par un mécanisme de jet re-entrant sont cependant bien capturés par le modèle numérique. Hsiao et al. [253] proposent une méthode multi-échelles, combinant une méthode *level-set* pour les grandes échelles et une méthode Lagrangienne pour suivre les bulles de plus petites échelles. Cette approche permet de retrouver les longueurs et fréquences d’oscillations des poches. Wang et al. [254] étudient les ondes de choc générées lors de la condensation de nuages de cavitation autour d’un profil NACA 0015. Le modèle numérique combine le modèle de cavitation de Saito [206] et le modèle de turbulence $k - \omega$ SST SAS. Différentes méthodes d’identification des tourbillons (critère Q , λ_2 , méthode Rortex) sont mises en oeuvre pour montrer que les caractéristiques des tourbillons dépendent fortement de la structure de la cavité.

Certains travaux s’intéressent à la cavitation autour d’un hydrofoil Clark-Y (Roohi et al. [255], Huang et al. [256]). Pour ce profil, Huang et al. [257] confirment les meilleures prédictions de l’approche DES par rapport au calcul RANS, qui surestime la viscosité turbulente dans la zone de fermeture de poche. Les mauvaises performances du modèle $k - \epsilon$ sont également observées par Wei et al. [258], qui proposent l’utilisation d’un filtre pour limiter les valeurs de la viscosité turbulente (Johansen et al. [259]).

Beaucoup de publications scientifiques étudient le phénomène de cavitation autour d’hélices de bateaux. Du point de vue expérimental, Chesnakas et Jessup [260] réalisent des mesures PIV dans le sillage d’une hélice et montrent que l’apparition de cavitation est due à la fusion du tourbillon du bord de fuite et du tourbillon d’extrémité de la pale. Pereira et al. [261] comparent l’étendue de la poche de vapeur obtenue à l’aide d’une méthode BEM à des photographies de la cavitation sur une hélice. Kinnas et Fine [262] utilisent aussi des simulations potentielles pour prédire l’apparition des poches de cavitation. Sato et al. [263] et Ji et al. [264] s’intéressent à la prédiction des fluctuations de pression causées par la cavitation à l’aide de simulations RANS. Les simulations présentées par Bensow et Bark [265] indiquent qu’une approche LES permet de relativement bien prédire la cavitation autour d’une hélice placée dans un sillage artificiel. Ils soulignent cependant que l’utilisation d’une approche compressible devrait donner de meilleures estimations des fluctuations de pression. Les résultats de plusieurs codes BEM et RANS sont comparés dans Vaz et al. [182] pour la prédiction des poches de cavitation et des fluctuations de pression autour d’une hélice INSEAN E779A.

Pour terminer, nous pouvons citer les travaux de Dular et al. [266] qui développent un modèle numérique pour estimer l’érosion causée par la cavitation. La comparaison à des essais montre que le modèle prédit convenablement l’intensité de l’érosion, mais que l’étendue de la zone d’érosion est sous-estimée. Certaines publications proposent des stratégies de contrôle de la cavitation. Kawanami et al. [267] ajoutent par exemple un obstacle sur l’extrados ou modifient localement la forme du profil. Ces moyens de contrôle permettent de stopper le jet re-entrant, empêchant ainsi le détachement de nuage de vapeur. Un autre dispositif est présenté par Kadivar [268] et consiste à ajouter une cale sur l’extrados d’un profil pour limiter l’apparition de nuages de vapeur.

I.3 L'interaction fluide-structure en écoulement cavitant

Considérons le cas générique où les déplacements d'un profil flexible \mathbf{X} obéissent à une équation différentielle linéaire du second ordre :

$$\underline{\underline{\mathbf{M}}}_s \ddot{\mathbf{X}}(t) + \underline{\underline{\mathbf{C}}}_s \dot{\mathbf{X}}(t) + \underline{\underline{\mathbf{K}}}_s \mathbf{X}(t) = \mathbf{F}_f(t) \quad (\text{I.19})$$

avec $\underline{\underline{\mathbf{M}}}_s$, $\underline{\underline{\mathbf{C}}}_s$ et $\underline{\underline{\mathbf{K}}}_s$ les matrices de masse, d'amortissement et de raideur du profil, et \mathbf{F}_f les efforts exercés par le fluide. En notant $\underline{\underline{\mathbf{M}}}_a$, $\underline{\underline{\mathbf{C}}}_a$ et $\underline{\underline{\mathbf{K}}}_a$ les matrices de masse, d'amortissement et de raideur ajoutées, on peut décomposer les efforts sous la forme :

$$\mathbf{F}_f(t) = \tilde{\mathbf{F}}_f(t) - \underline{\underline{\mathbf{M}}}_a \ddot{\mathbf{X}}(t) - \underline{\underline{\mathbf{C}}}_a \dot{\mathbf{X}}(t) - \underline{\underline{\mathbf{K}}}_a \mathbf{X}(t) \quad (\text{I.20})$$

L'équation régissant les déplacements du profil s'écrit finalement :

$$(\underline{\underline{\mathbf{M}}}_s + \underline{\underline{\mathbf{M}}}_a(t)) \ddot{\mathbf{X}}(t) + (\underline{\underline{\mathbf{C}}}_s + \underline{\underline{\mathbf{C}}}_a(t)) \dot{\mathbf{X}}(t) + (\underline{\underline{\mathbf{K}}}_s + \underline{\underline{\mathbf{K}}}_a(t)) \mathbf{X}(t) = \tilde{\mathbf{F}}_f(t) \quad (\text{I.21})$$

Si dans le cas général, les matrices de masse, d'amortissement et de raideur ajoutées dépendent du temps, elles sont souvent considérées constantes pour des écoulements subcavitants, et lorsque les déformations du profil restent limitées. Cette simplification n'est plus valide pour des écoulements cavitants, où la densité du fluide autour du profil varie périodiquement entre celle de la vapeur et du liquide. Les variations temporelles des matrices ajoutées peuvent donc être importantes, en particulier pour la matrice de masse ajoutée $\underline{\underline{\mathbf{M}}}_a(t)$. L'équation régissant les déformations du profil n'est plus linéaire et on obtient alors l'équation d'un oscillateur paramétrique. La réponse hydroélastique d'un profil flexible en écoulement peut donc être bien plus complexe qu'en régime subcavitant. D'une part, elle peut faire apparaître des phénomènes de modulation d'amplitude et de fréquence, caractéristiques des oscillateurs harmoniques. D'autre part, les fluctuations d'efforts induites par la poche de cavitation peuvent potentiellement forcer le mouvement du profil. Des conditions propices à l'accrochage fréquentiel (*lock-in*) entre une fréquence de l'écoulement et un mode propre de la structure peuvent alors exister, comme dans les exemples de VIV présentés dans la section I.1.4.

Si l'interaction fluide-structure et la cavitation ont été les sujets de nombreux travaux scientifiques, les publications analysant le couplage fluide-structure en écoulement cavitant sont bien plus rares. Dès 1957, Waid et Lindberg [269] mettent en avant le phénomène de flottement (*flutter*) qui peut exister au bord d'attaque d'un profil supercavitant. Leurs travaux expérimentaux seront suivis par ceux de Song et Almo [270], Kaplan et Lehman [271] ainsi que Brennen et al. [272]. Amromin [273] montre que les déformations d'un foil peuvent aussi avoir une influence sur le σ_i d'apparition de la cavitation. Amromin [274] prouve aussi analytiquement que l'excitation paramétrique d'un profil par une poche de cavitation peut induire l'apparition d'harmoniques dans la réponse hydroélastique.

Benaouicha et Astolfi [275] proposent une analyse théorique et numérique des effets de masse ajoutée pour des écoulements cavitants. Ils montrent que contrairement au cas d'un écoulement subcavitant, l'opérateur de masse ajoutée n'est pas symétrique. Les fluctuations des coefficients de masse ajoutée en écoulement diphasique sont susceptibles d'introduire de la modulation d'amplitude et de fréquence des vibrations d'un profil flexible (Rajaomazava et al. [276]). L'étude montre aussi que l'amortissement ajouté peut être négatif en présence de cavitation.

En 2007, Ausoni et al. [277] étudient expérimentalement l'influence des vibrations d'un NACA 0009 sur l'apparition de cavitation dans les tourbillons de Von Karman du sillage. En dehors de la zone d'accrochage fréquentielle, la présence de cavitation dans les tourbillons induit une augmentation de la fréquence des lâchers de Von Karman, ainsi que de l'amplitude des vibrations du profil. Les auteurs montrent que la cavitation augmente également la vitesse de convection des tourbillons. Lorsque la fréquence des lâchers s'approche de la fréquence du mode de torsion de la structure, le phénomène de *lock-in* apparaît. Dans ces conditions, l'index σ_i d'apparition de la cavitation augmente significativement par rapport au cas subcavitant et les instabilités tridimensionnelles des tourbillons observées hors de la zone d'accrochage fréquentiel disparaissent.

De La Torre et al. [278], estiment l'influence de la poche de cavitation sur les coefficients de masse ajoutée d'un NACA 0009 encastré à une extrémité. Des patches piézoélectriques sont utilisés pour faire vibrer le profil et déterminer les fréquences des premiers modes, avec et sans présence de cavitation. Les mesures montrent que les fréquences des trois premiers modes augmentent pour des écoulements cavitants. Les écarts des fréquences en écoulement cavitant par rapport aux fréquences mesurées en air permettent alors de calculer les masses ajoutées modales. Les masses ajoutées les plus importantes sont obtenues pour les deux premiers modes de flexion en écoulement subcavitant. Les masses ajoutées diminuent lorsque la poche de cavitation se développe. Pour un écoulement supercavitant, la masse ajoutée du premier mode de torsion est réduite de plus de 80% par rapport au cas subcavitant. Les auteurs proposent aussi d'utiliser les images de la poche de cavitation pour estimer la masse de fluide entraînée par les mouvements du profil et montrent que les coefficients de masse ajoutée varient linéairement avec la masse entraînée. L'influence de la cavitation sur les formes modales du même profil est analysée par De La Torre et al. [278]. Des mesures expérimentales de vibrométrie suggèrent de légers déplacements des lignes nodales en écoulement cavitant. Le troisième mode observé expérimentalement semble résulter d'un couplage flexion-torsion en présence de cavitation. Une étude similaire est proposée par Liu [279], mais en utilisant une approche numérique, donnant des résultats cohérents avec les expériences.

Les vibrations d'un NACA 66 en polyoxyméthylène (POM) en présence d'une poche de cavitation attachée au bord d'attaque sont mesurées par Ducoin et al. [280]. Le profil est encastré à une extrémité, et libre de se déformer à l'autre. Les amplitudes des vibrations augmentent avec le développement de la poche de vapeur sur l'extrados du profil. Les spectres de vibrométrie mettent en évidence la fréquence d'oscillation de la poche et l'augmentation des fréquences des modes du profil liée à une diminution de la masse ajoutée. Dans certaines conditions d'écoulement, l'amplitude maximale des vibrations est obtenue à la fréquence de la première harmonique des lâchers de vapeur. Des mesures sont aussi réalisées lorsque des oscillations de tangage sont imposées au profil flexible, pour deux vitesses angulaires ($\dot{\alpha} = 6^\circ/s$ et $\dot{\alpha} = 63^\circ/s$) Les images de caméra rapide montrent que le type de cavitation observée dépend de la vitesse angulaire du mouvement imposé. Pour une faible vitesse angulaire, la poche de vapeur est similaire au cas statique, et ne modifie pas beaucoup les vibrations du profil. Pour la vitesse angulaire la plus élevée, des lâchers de nuage de vapeur existent et les déplacements mesurés à l'extrémité libre du profil diffèrent significativement du cas subcavitant. Le déplacement maximal de l'extrémité libre du profil augmente d'environ 25% par rapport à l'écoulement subcavitant et correspond à l'instant où la cavité implose. L'écoulement cavitant autour d'un profil NACA 66 en POM est aussi étudié par Wu et al. [281]. Les spectres de vibrations du profil flexible sont comparés à ceux d'un profil rigide et montrent que les vibrations les

plus importantes sont mesurées dans le cas d'une cavitation avec lâchers de nuage de vapeur. La vitesse de vibration maximale est obtenue au moment où le nuage se sépare de la poche attachée au bord d'attaque. La dynamique des lâchers est plus complexe pour le profil flexible que pour le profil rigide, car le nuage principal se décompose en plus petits amas de vapeur. Pour les mêmes cas tests, Liu et al. [282] appliquent une décomposition en modes propres orthogonaux (POD) et une décomposition en modes dynamiques (DMD) aux champs de pression issus de simulation 2D. Les auteurs montrent que les modes DMD permettent de retrouver la fréquence dominante des vibrations du profil. La décomposition du nuage de vapeur en plus petites structures pour le profil flexible donne des amplitudes de modes inférieures à celles calculées pour un profil rigide.

Des simulations numériques ont été réalisées par Huang et al. [283] pour reproduire les expériences de Ducoin et al. [280] sur le profil NACA 66 en mouvement de tangage. Le profil est cependant considéré comme rigide dans les simulations. La flexibilité du profil est prise en compte dans les simulations de Akcabay et al. [284] et Wu et al. [285], pour des écoulements cavitants, mais sans imposer de mouvement de tangage. L'approche numérique repose sur un modèle de corps solide à deux degrés de liberté (flexion et torsion) couplé avec une résolution 2D de l'écoulement par un code RANS avec le modèle de cavitation de Zwart [202]. La stabilité du couplage faible employé est assurée par une estimation des efforts en écoulement potentiel, grâce à la théorie d'aéroélasticité de Théodorsen [38]. Les simulations fournissent de bonnes prédictions des fréquences de vibration du profil, mais le modèle bidimensionnel utilisé ne permet pas de retrouver les amplitudes vibratoires mesurées expérimentalement, sous-estimées de moitié dans les calculs. Les spectres de vibration de l'hydrofoil sont caractéristiques d'un oscillateur paramétrique, en accord avec l'analyse numérique proposée par Rajaomazava et al. [276]. Notons qu'en utilisant la même approche numérique, Wu et al. [286] prédisent mieux les amplitudes de vibrations du profil, mais les fréquences ne correspondent pas toujours aux expériences.

En 2013, la thèse de Gaugain [6] portait sur la comparaison des résultats de simulations numériques avec des essais réalisés à l'École Navale sur le profil NACA 66 en POM, déjà utilisé par Ducoin [5]. Un couplage RANS-FEM est mis en place pour la prédiction des vibrations en écoulement cavitant. Les fréquences et amplitudes des contraintes de Von Mises prédites par l'approche numérique sont en très bon accord avec les essais. Le modèle de cavitation utilisé ne permet cependant pas de retrouver les lâchers de nuages de vapeur observés expérimentalement. La résolution du problème structure avec la méthode des éléments finis nécessite des temps de calcul plutôt longs limitant ainsi le nombre de simulations couplées réalisées (trois pour une poche stable et une simulation pour une poche instable).

Akcabay et Young [287] analysent les résultats de simulations numériques pour l'écoulement cavitant autour de NACA 66 avec différentes valeurs de raideur structurelle. Leurs travaux montrent qu'il peut y avoir un accrochage fréquentiel entre les lâchers de nuages de vapeur et la fréquence du mode de flexion d'un profil flexible et que les vibrations du profil peuvent dans certains cas être du même ordre de grandeur que les déformations moyennes. Kato et al. [288] mettent aussi en évidence le phénomène de *lock-in* en réalisant des acquisitions PIV de l'écoulement cavitant autour d'un NACA65-210 en mouvement de tangage.

De nouvelles campagnes d'essais en écoulement cavitant sont réalisées à l'École Navale pendant la thèse de Lelong [7] afin de caractériser l'écoulement autour d'un profil NACA 0015 rigide, et du même profil flexible (en POM). Des mesures des vibrations, des

contraintes et des déformations sont réalisées pour de nombreux paramètres de cavitation σ . Ces résultats expérimentaux montrent que la fréquence du premier mode de flexion en écoulement cavitant est inférieure à celle mesurée sans cavitation. Ce comportement diffère de la majorité des travaux scientifiques, où le développement de la poche de vapeur entraîne une diminution de la masse ajoutée, ayant pour conséquence une augmentation des fréquences modales. Sur la plage des paramètres de cavitation étudiés, Lelong [7] montre que le phénomène de *lock-in* peut apparaître lorsque la fréquence des oscillations de la poche se rapproche de la fréquence du premier mode de flexion (entre $\sigma = 1.80$ et $\sigma = 1.5$). Cette coïncidence des fréquences se traduit par une augmentation des niveaux de vibrations du profil et la présence d’harmoniques sur les spectres de vibrométrie. Lorsque le *lock-in* prend fin pour des paramètres de cavitation σ plus faibles, les oscillations de la poche se font à une fréquence relativement basse, qui reste presque constante autour de 8 Hz. Lelong et al. [289] mettent en évidence le couplage physique fort entre la structure et l’écoulement cavitant et suggèrent donc de mettre en place des simulations numériques fortement couplées pour capturer l’interaction fluide-structure.

Ces données expérimentales ont permis de confronter les prédictions des simulations réalisées par Chae et al. [125], pour des écoulements sans cavitation autour du profil flexible. La même stratégie que celle de Akcabay et al. [284] est employée dans les simulations et permet de bien retrouver les facteurs de perte mesurés expérimentalement. Les mesures de vibrométrie en écoulement cavitant de Lelong [7] sur le profil NACA 0015 et de Ducoin [290] sur le NACA 66 sont reprises par Akcabay et al. [291] pour valider un modèle d’ordre réduit pour la prédiction du phénomène de *lock-in*. Dans le modèle réduit, la flexion de la structure est obtenue en résolvant une équation simplifiée à un degré de liberté, tandis que les chargements du fluide sont supposés satisfaire l’équation non linéaire de Van Der Pol (ce type d’approche avait déjà été étudié par De Langre [292]). Le modèle est capable de rendre compte des excitations paramétriques du profil flexible, du *lock-in* susceptible d’exister entre les fréquences de la poche de vapeur et du mode de flexion, ainsi que de phénomènes de modulation de fréquence. Ce modèle réduit ne permet cependant pas d’estimer précisément l’amplitude des vibrations du profil, ni de capturer l’excitation d’harmoniques des fréquences de vibration.

Barber et Motley [293] utilisent un couplage BEM-FEM pour savoir si le contrôle passif d’une pâle d’hydrolienne en composite permet de limiter le développement de la cavitation. Les simulations suggèrent que plusieurs orientations des fibres composite peuvent être utilisées pour retarder l’apparition de cavitation et limiter la taille de la poche de vapeur.

Dans sa thèse, Harwood [294] étudie expérimentalement un hydrofoil perçant la surface libre. En plus du phénomène de ventilation, Harwood observe dans certains cas l’apparition de cavitation au bord d’attaque. La longueur de la poche de vapeur dépend de sa position sur l’envergure du profil, et semble fortement affectée par la surface libre. La présence d’un jet re-entrant fortement tridimensionnel est à l’origine de lâchers de nuages apériodiques et désorganisés, n’excitant pas les modes propres du profil (Harwood et al. [295]). Néanmoins, les essais montrent que la poche de cavitation peut parfois entraîner le développement d’une poche de ventilation. L’analyse des modes propres proposée par Harwood et al. [296] suggère que la poche de cavitation, de taille limitée (moins de 40% de la corde), a moins d’effet sur les fréquences modales que le phénomène de ventilation. De plus, les formes des 4 premiers modes propres mesurés en eau stagnante et en écoulement partiellement cavitant ne montrent que peu de différences. Les mesures de vibrométrie suggèrent que la présence de cavitation sur le profil modifie l’amortissement ajouté par

le fluide. En écoulement cavitant, l'amortissement ajouté du premier mode diminue par rapport au régime subcavitant, tandis qu'il augmente pour les modes d'ordres plus élevés.

Huang et al. [297] couplent un code LES avec la résolution d'équations issues de la théorie des poutres pour simuler l'écoulement cavitant autour d'un NACA 66 flexible. La dynamique de la poche de vapeur est fortement tridimensionnelle, montrant ainsi les limites de calculs 2D. Les auteurs utilisent différentes méthodes d'identification des tourbillons pour décrire l'influence de la cavitation sur la vorticité. Notons que le modèle de poutre pour la structure ne prend pas en compte la torsion du profil, qui peut affecter la poche de cavitation.

Récemment, des essais expérimentaux ont été réalisés par Smith et al. [298], [299] sur deux NACA 0009 trapézoïdaux. Le premier hydrofoil est rigide, fabriqué en acier inoxydable. Le deuxième est un profil flexible en composite (fibres de carbone et de verre avec une résine  poxi). La première publication (Smith et al. [298]) s'intéresse à différents régimes cavitants sur le profil rigide. Les efforts sont mesurés à l'aide d'une balance 6 composantes et la dynamique de la poche de cavitation est analys e à l'aide d'images de caméra rapide. Lorsque la cavitation est peu d velopp e, les fluctuations sont dues à des instabilités d'interface, générant de petits lâchers de vapeur dans le sillage de la poche. Pour de plus faibles valeurs du paramètre σ , des instabilités par jet re-entrant et ondes de choc sont observ es. Les transformées en ondelettes (*wavelet transform*) des fluctuations de la portance indiquent que ces deux instabilités peuvent coexister par intermittence dans les mêmes conditions. L'analyse des images de la poche fait apparaître deux types d'instabilités de jet re-entrant. La première (type IIa) prend place près de l'encastrement alors que la deuxième (type IIb) est localis e près de l'extrémité libre. Ces deux mécanismes sont étudiés à l'aide de décomposition spectrale en modes propres orthogonaux (SPOD) des images de caméra. Les essais montrent que la fréquence du premier mode de flexion de l'hydrofoil peut coïncider avec la première harmonique des lâchers de vapeur causés par l'instabilité de type IIa, donnant lieu au phénomène de *lock-in*. L'amplitude des vibrations du profil rigide reste cependant limit e, même dans la zone d'accrochage fréquentiel.

L'étude de l'écoulement cavitant autour du profil flexible est propos e dans la deuxième publication Smith et al. [299]. Les régimes de cavitation sont similaires à ceux observés sur le profil rigide. L'orientation des fibres du profil composite génère un couplage flexion-torsion, qui tend à augmenter l'incidence effective du profil pour de petites poches de cavitation. La transition entre une poche de vapeur stable et une cavitation avec lâchers de nuage se fait donc à un paramètre σ plus élevé que pour le profil rigide. En plus du *lock-in* observé sur le profil rigide, le profil flexible présente dans certaines conditions un accrochage fréquentiel entre les lâchers de type IIb et le premier mode de flexion. Lorsque la longueur de poche maximale augmente, le centre de pression est décalé en aval du centre élastique du profil, réduisant ainsi l'incidence effective. Alors que cette diminution de l'incidence devrait retarder la transition des instabilités de type jet re-entrant aux instabilités par onde de choc, la tendance oppos e est observ e pour le profil flexible. Les auteurs suggèrent donc que les vibrations doivent avoir une influence plus importante que la déformation moyenne du profil sur la dynamique de la poche. Comme attendu, les amplitudes des déformations moyennes et des vibrations sont plus importantes pour le profil flexible.

Les simulations de l'interaction fluide-structure en écoulement cavitant pour des hélices sont plutôt rares. On peut toutefois citer le couplage BEM-FEM développé par Young [98]. Le manque de donn es expérimentales ne permet cependant pas de valider

les prédictions du modèle numérique.

Le nombre de publications concernant l'interaction fluide-structure en écoulement cavitant reste limité. Les méthodes numériques utilisées reposent souvent sur une modélisation 2D de l'écoulement ou sur l'utilisation de méthodes potentielles. Les simulations RANS d'écoulements cavitants prenant en compte le profil et l'écoulement 3D réalisées dans cette thèse contribuent donc à étoffer la littérature scientifique sur le sujet. Les données expérimentales disponibles étant aussi relativement rares, des campagnes expérimentales ont été mises en place pour permettre la validation de l'approche numérique.

I.4 Bilan

L'étude bibliographique proposée dans ce chapitre a permis de présenter certains aspects de l'interaction fluide-structure et de la cavitation. Plusieurs études expérimentales sur l'interaction fluide-structure disponibles dans la littérature montrent que l'écoulement autour d'une structure flexible induit des effets de masse, de raideur et d'amortissement ajoutés. Ces phénomènes peuvent être à l'origine d'instabilités, telle que la divergence statique. Les mécanismes instationnaires inhérents à l'écoulement peuvent aussi forcer les vibrations de la structure, comme dans le cas de lâchers de tourbillons (VIV). Plusieurs méthodes numériques peuvent être choisies pour assurer le couplage entre les problèmes fluide et structure, en fonction de la force de l'interaction entre les deux domaines. L'approche partitionnée, utilisée dans cette thèse, permet de résoudre des problèmes multiphysiques couplés sans nécessiter le développement d'un solveur dédié. Du point de vue de la cavitation, la bibliographie montre que le modèle d'un fluide unique permet de relativement bien prédire la physique des poches attachées. Les propriétés du fluide varient alors en fonction de la fraction volumique de vapeur, obtenue par résolution d'une équation de transport, dont le terme source dépend du modèle de cavitation. En revanche, de nombreuses publications ont montré que les modèles de turbulence RANS classiques surestiment la viscosité turbulente en fermeture de poche, et ne permettent pas toujours de bien capturer l'instabilité de jet re-entrant. Une correction empirique de la viscosité turbulente permet néanmoins de pallier cette limitation. Dans le cas d'un écoulement cavitant autour d'un profil flexible, les variations du volume de vapeur induisent des fluctuations de masse, de raideur et d'amortissement ajoutés et peuvent être à l'origine d'un phénomène d'accrochage fréquentiel (*lock-in*), lorsque la fréquence d'oscillation de la poche est proche d'une fréquence propre de la structure. L'existence d'une interaction forte entre les dynamiques de la structure et de l'écoulement suggère l'utilisation d'une approche implicite, stabilisée à l'aide d'une relaxation basée sur un calcul de la masse ajoutée.

Chapitre II

Méthodes expérimentales

Sommaire

II.1	Les profils utilisés	64
II.2	Le tunnel de cavitation	65
II.3	Mesure des efforts hydrodynamiques	66
II.4	Acquisition de champs de vitesse par PIV	68
II.4.1	Dispositifs de mesure	69
II.4.2	Traitements des images	70
II.4.3	Obtention des champs de vitesse	71
II.4.4	Calculs des efforts en régime subcavitant	75
II.5	Mesure des déformées statiques	78
II.5.1	Dispositifs de mesure	78
II.5.2	Traitements des mesures du télémètre	79
II.6	Mesure des vibrations	79
II.6.1	Dispositifs de mesure	79
II.6.2	Traitements des mesures du vibromètre	80
II.7	Etude de la cavitation avec caméra rapide	82
II.8	Bilan	84

Préambule :

Les dispositifs et protocoles expérimentaux utilisés dans cette thèse sont décrits dans ce chapitre. L'écoulement autour des profils est caractérisé à l'aide d'acquisitions PIV, de mesures d'efforts et d'enregistrement par caméra rapide. Les déformations du profil sont mesurées à l'aide de télémétrie et de vibrométrie laser.

II.1 Les profils utilisés

Les profils utilisés sont ceux employés par Lelong dans ses travaux de thèse [7]. Ils consistent en deux profils NACA 0015, l'un en inox et l'autre en polyoxyméthylène (POM) dont les propriétés mécaniques sont résumées dans le tableau II.1. Ces deux profils ont une corde de 100 mm et une envergure de 191 mm (figure II.1). L'important module d'Young de l'inox $E_{\text{inox}} = 203 \text{ GPa}$ permet de considérer le premier profil comme rigide. Au contraire le module d'Young du POM $E_{\text{POM}} = 2.86 \text{ GPa}$ permet d'obtenir des déplacements de l'ordre de quelques millimètres à l'extrémité libre du profil dans les conditions d'écoulement du tunnel. Le profil rigide et sa queue d'encastrement dans la balance constitue un monobloc en inox. Pour le profil en POM un montage à "fort encastrement" est utilisé afin d'assurer des conditions limites d'encastrement reproductibles numériquement à la base du profil. Le profil flexible et sa base sont donc constitués d'un seul bloc de POM qui est ensuite vissé à un tenant en aluminium. Ce montage permet d'obtenir un bon encastrement du profil dans la paroi de la veine mais ne permet pas de réaliser de mesures d'efforts pour le profil flexible. Les deux profils peuvent être mis en incidence grâce à un moteur pas à pas. Le centre de rotation du profil inox est situé au quart de la corde tandis que celui du profil flexible en POM est situé à mi-corde. En effet, le dispositif d'insertion du profil rigide dans la balance nécessite une épaisseur du profil suffisante au niveau de la queue d'encastrement.

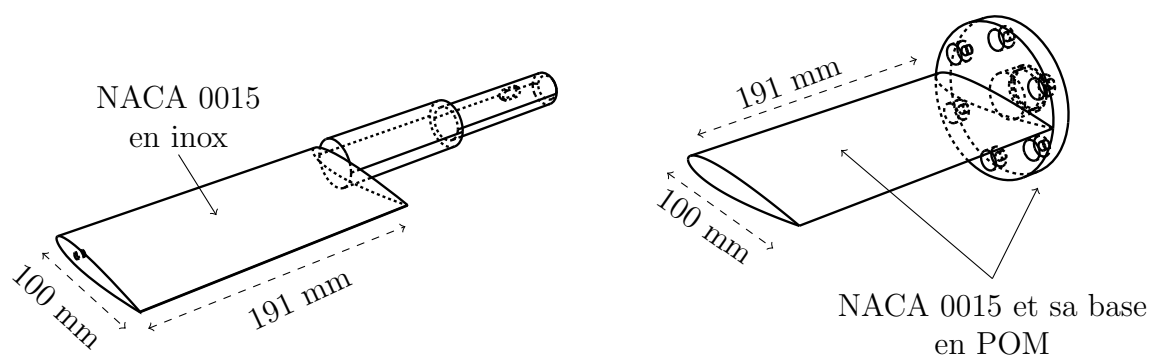


FIGURE II.1 – Dimensions des profils utilisés.

Pour certains essais, des bandes adhésives ont été collées sur le profil en inox près du bord d'attaque pour déclencher la transition turbulente de couche limite (figure II.2). Deux bandes sont ajoutées sur les parties inférieures et supérieures du profil en suivant la méthode proposée dans la thèse de Marchand [300]. De plus, un film réfléchissant a été collé sur le profil flexible, afin de faciliter les mesures de vibrométrie et de télémétrie.

Propriété	Inox	POM
Module d'Young (GPa)	203	2.86
Coefficient de Poisson	0.30	0.35
Masse volumique ($\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$)	7850	1410

TABLE II.1 – Propriétés mécaniques de l'incox et du polyoxyméthylène.

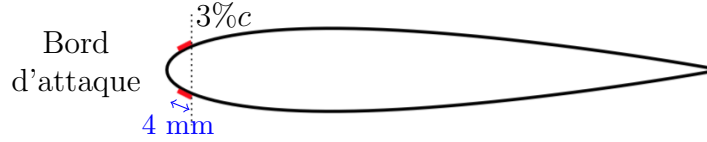


FIGURE II.2 – Positions des bandes adhésives sur le profil en inox, schéma adapté de Marchand [300].

Durant la thèse de Lelong, le profil flexible a été équipé d'une jauge de contraintes près de l'encastrement. Malheureusement, lors des mesures effectuées dans cette thèse, les signaux issus de la jauge ont montré qu'elle n'était plus opérationnelle. Les mesures de contraintes présentées en section IV.2.3 sont donc celles réalisées par Lelong.

II.2 Le tunnel de cavitation

Les essais expérimentaux ont été réalisés dans le tunnel de cavitation de l'IRE-Nav. L'installation est répartie sur deux étages (figure II.3) et contient 60 m^3 d'eau. L'écoulement est assuré par une pompe hélice (2) mise en mouvement par un moteur électrique (3). Les mesures sont réalisées dans la veine d'essai (1) d'une longueur de 1 m et d'une section d'entrée carrée de côté 192 mm (figure II.4). Le fond de la veine d'essai permet d'accueillir la balance hydrodynamique pour le montage à "faible encastrement" ainsi que le montage à fort encastrement. Les trois autres parois de la veine sont en plexiglas pour faciliter la visualisation de l'écoulement et les mesures de télémétrie et vibrométrie. La paroi inférieure de la veine présente une légère inclinaison vers le bas de l'ordre de 0.3 %. Un résorbeur (7) est placé à l'étage inférieur de l'installation afin de faire disparaître les bulles présentes dans l'écoulement en sortie de pompe. Un convergent est présent en amont de la veine d'essais afin d'atteindre une vitesse maximale d'écoulement dans la veine de l'ordre de 15 m/s. La présence d'une grille en nid d'abeille placée avant le convergent permet d'homogénéiser l'écoulement et d'obtenir en entrée de veine une intensité turbulente u'_{rms}/U_0 de l'ordre de 2%.

La pression était d'abord mesurée en début et en fin de convergent à l'aide de capteurs piezorésistifs Paroscientific [301]. Durant la thèse, ces capteurs ont été remplacés par des transducteurs Mensor [301]. Une partie des essais a donc été réalisée avec les anciens capteurs, le reste avec les nouveaux Mensor. Connaissant la géométrie du convergent, la différence de pression en entrée et en sortie du convergent Δp est utilisée pour obtenir la vitesse de débit dans la veine grâce à la relation :

$$U_0 = 450 \frac{\Delta p}{\rho_f} \quad (\text{II.1})$$

$$\text{avec } \rho_f = 1000.18 + (0.00843 - 0.00535 T)T$$

La pression de vapeur saturante dépend aussi de la température T (en Celsius) et s'obtient

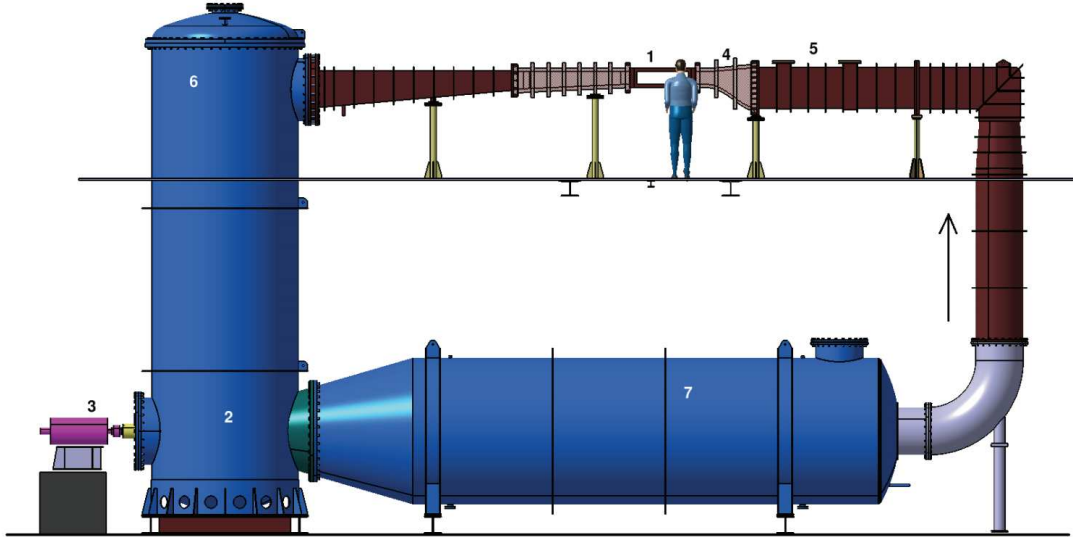


FIGURE II.3 – Schéma du tunnel de cavitation de l'IRENav extrait de Gaugain [6].

à l'aide de la relation :

$$p_{\text{vap}} = \rho_f g (0.056 + T(0.006 + T(3.17 \cdot 10^{-5} + 6.31 \cdot 10^{-6}T))) \quad (\text{II.2})$$

où g est l'accélération de pesanteur.

La cuve positionnée en aval de la veine d'essais dispose d'une surface libre permettant de contrôler la pression de 0.1 à 3 bars en entrée de veine grâce à un ballon d'air haute pression à 6 bars et un ballon basse pression équipé d'une pompe à vide. La vitesse d'écoulement et la pression peuvent alors être contrôlées par un automate à l'aide de régulateurs placés sur le moteur (Elkovert XD 37 kW 400 V) et de servo-vannes sur les ballons de pression (Yokogawa). Les régulations simultanées en vitesse et en pression permettent d'obtenir une régulation sur le nombre de cavitation σ .

Comme présenté en figure II.4 lorsque le profil en inox est inséré dans la balance hydrodynamique le centre de rotation au quart de la corde est situé à 420 mm de l'entrée de veine. Pour le montage à fort encastrement le centre de rotation du profil flexible se situe à mi-corde à une distance de 629.95 mm de l'entrée de veine. Dans les deux cas le centre de rotation du profil est situé à mi-hauteur de la veine d'essais. Le capteur de pression aval, positionné sur la surface inférieure de la veine est situé à 210 mm de l'entrée de veine. L'angle d'incidence du profil peut être contrôlé grâce à un moteur pas à pas Baldor fixé à la balance hydrodynamique avec une précision de l'ordre de $\pm 0.01^\circ$.

II.3 Mesure des efforts hydrodynamiques

Les efforts appliqués au profil dus à l'écoulement peuvent être obtenus pour le montage à faible encastrement à l'aide d'une balance hydrodynamique 5 composantes équipée de six ponts de jauges. Le profil est inséré dans la balance qui est elle même solidaire du moteur Baldor permettant la mise en incidence. Les forces horizontales F_{xb} et verticales F_{yb} ainsi que les trois moments M_{xb} , M_{yb} et M_{zb} dans le repère propre à la balance sont obtenus en transformant les tensions aux bornes des jauges (ponts de Wheatstone) à l'aide d'une matrice d'étalonnage. Cette matrice d'étalonnage a été calculée à l'IRENav, lors

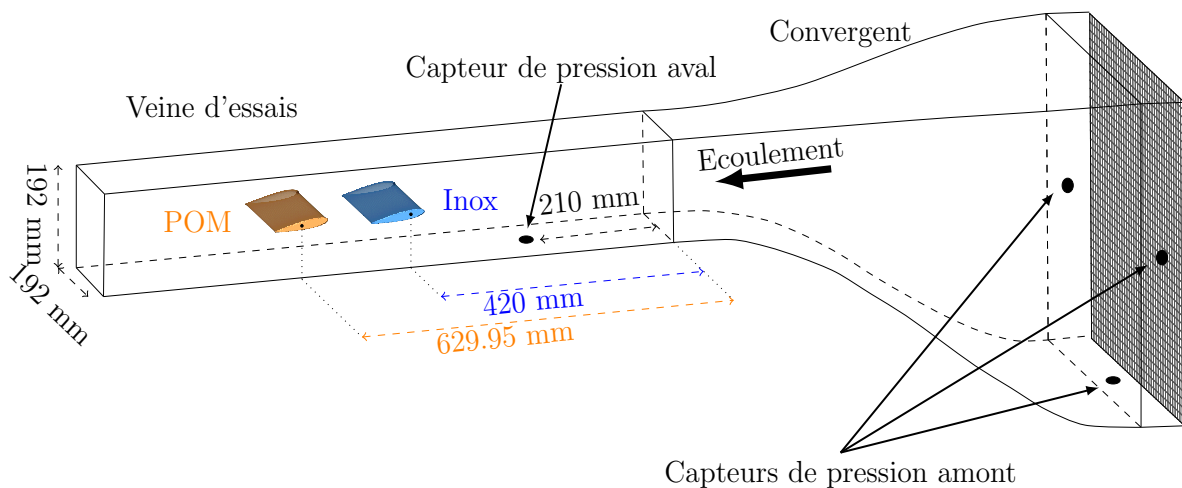


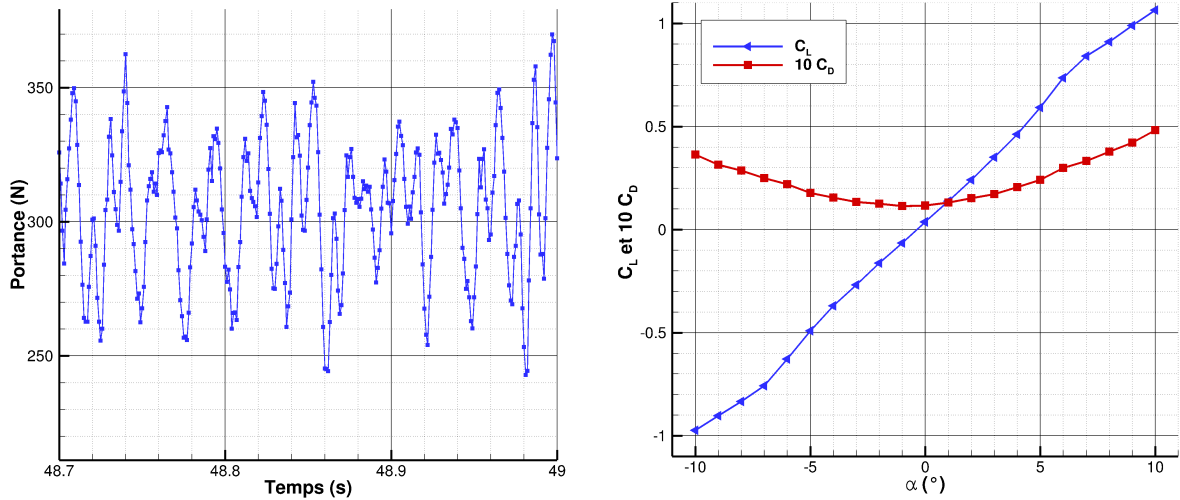
FIGURE II.4 – Positions des profils dans le tunnel de cavitation.

d'un campagne d'essais réalisée quelques mois avant le début de cette thèse et les essais sur le profil rigide. Lorsque le profil est mis en incidence la balance subit elle-même une rotation. Connaissant l'angle d'incidence du profil, les forces et moments sont ensuite exprimés dans le repère de la veine par rotation. Afin de pouvoir négliger l'influence de la gravité les tensions mesurées en eau à vitesse d'écoulement nulle sont retranchées aux mesures en écoulement pour chaque angle d'incidence. La balance est capable de mesurer des efforts jusqu'à 180 N suivant l'axe de la corde du profil et 1700 N pour l'axe perpendiculaire à la corde. Les incertitudes combinées élargies fournies par le constructeur sont respectivement égales à ± 0.32 N et ± 1.02 N pour ces deux axes et inférieures à ± 0.3 N.m pour les moments.

La matrice d'étalonnage de la balance est calculée en prenant comme référence le zéro du moteur Baldor. Avant chaque mesure, il est donc nécessaire de vérifier au niveau à bulle que le zéro du Baldor soit bien aligné avec le plan horizontal. La précision de cette mise à zéro est de l'ordre de $\pm 0.02^\circ$ due à un jeu de clavette entre la balance et le profil. Le profil n'est cependant pas forcément aligné avec l'axe l'horizontal pour un angle d'incidence nul du Baldor et il peut exister un écart angulaire. Pour un profil symétrique, comme celui utilisé dans cette thèse, le zéro du profil peut être obtenu en considérant que la courbe de portance doit être antisymétrique pour les angles d'incidence positifs et négatifs. Lorsque les mesures de portance ne peuvent être réalisées, comme dans le cas du profil flexible, le zéro du profil peut être obtenu par traitement des images de caméra.

La fréquence d'acquisition des efforts a été choisie égale à 1 kHz afin d'obtenir au moins 20 points de discrétisation pour les fréquences d'oscillations de poche dans le cas d'un régime cavitant. Les temps de réponses des jauges résistives de la balance sont très courts et permettent donc de mesurer des réponses dynamiques à des fréquences supérieures au kHz. De plus, les fréquences étudiées dans cette thèse sont inférieures à la première fréquence propre de la balance, autour de 90 Hz, justifiant ainsi les mesures dynamiques en régime cavitant. Un exemple d'acquisition de la force de portance est présenté en figure II.5a. Les efforts ont été mesurés pendant 20 secondes dans les cas d'écoulements subcavitants. Cette durée a été étendue à 50 secondes pour les écoulements cavitants afin

de pouvoir calculer des densités spectrales de puissance moyennes.



(a) Signal temporel de la portance obtenu pour $\sigma = 1.41$.

(b) Coefficients de portance et de traînée moyens (non recalés) en régime subcavitant ($U_0=5$ m/s).

FIGURE II.5 – Exemples des mesures d’efforts obtenues avec la balance hydrodynamique.

Les coefficients de portance C_L et C_D sont obtenus à partir des efforts de portance F_y et de traînée F_x exprimés dans le repère de la veine d’essais avec les relations suivantes :

$$C_L = \frac{F_y}{\frac{1}{2}\rho_f S U_0^2} \quad \text{et} \quad C_D = \frac{F_x}{\frac{1}{2}\rho_f S U_0^2}$$

où ρ_f est la masse volumique de l’eau, S la surface de référence du profil et U_0 la vitesse de référence de l’écoulement. Dans les expériences, cette vitesse de référence correspond à la vitesse de débit moyenne sur le temps d’acquisition.

Un exemple des courbes de portance et de traînée obtenues est donné en figure II.5b. Afin d’estimer les valeurs d’incertitudes sur les coefficients hydrodynamiques moyens il faut combiner les incertitudes de mesure de la balance, les incertitudes sur la vitesse utilisée comme référence U_0 ainsi que les incertitudes statistiques sur la moyenne (l’incertitude sur la masse volumique est négligée). Les premières peuvent être calculées pour chaque angle d’incidence à partir des incertitudes sur les jauges de la balance. Les incertitudes sur la vitesse de référence U_0 sont estimées de l’ordre de $\pm 1\%$ à partir de mesures PIV du champ de vitesse en entrée de veine. Considérant les écarts-types obtenus sur les coefficients hydrodynamiques et les temps d’acquisitions utilisés pour calculer les valeurs moyennes, les incertitudes statistiques sont négligeables. Les incertitudes combinées maximales sur les coefficients hydrodynamiques sont finalement estimées à ± 0.003 pour les coefficients de traînée et ± 0.04 pour les coefficients de portance.

II.4 Acquisition de champs de vitesse par PIV

Afin de pouvoir comparer les champs de vitesse expérimentaux et numériques, des acquisitions PIV (Particle Image Velocimetry) ont été réalisées. Les particules présentes

dans le tunnel de cavitation sont éclairées à l'aide d'une nappe laser puis des paires d'images séparées par un intervalle de temps de quelques microsecondes sont enregistrées à l'aide d'une caméra CCD. L'analyse des corrélations croisées entre les images d'une même paire permet alors l'obtention des vitesses horizontales et verticales dans un plan.

II.4.1 Dispositifs de mesure

Afin d'illuminer les particules présentes dans l'écoulement un laser Nd-YAG double cavité émettant à une longueur d'onde de 532 nm est utilisé pour générer une nappe lumineuse dans un plan vertical à mi-envergure autour du profil. La tête du laser est positionnée au-dessus de la veine d'essais et centrée sur le profil. Comme indiqué en figure II.6, deux miroirs sont positionnés sous la veine pour réfléchir la nappe laser et éviter la présence d'une zone ombragée sous le profil. Le déclenchement des émissions laser est synchronisé avec l'acquisition des images de l'écoulement par caméras CCD de définition 2048×2048 pixels. Des acquisitions PIV ont été réalisées pour l'écoulement subcavitant autour du profil en inox à une vitesse $U_0 = 5$ m/s et différents angles d'attaque et pour des écoulements cavitants autour du profil flexible à une incidence $\alpha = 8^\circ$.

Dans le cas de l'écoulement subcavitant, deux caméras CCD munies de lentilles ZEISS 100 mm ont été positionnées face au hublot de la veine afin d'augmenter la taille du domaine d'acquisition sans réduire la résolution des images. En effet, le critère de Nyquist impose des tailles d'images des particules supérieures à deux pixels pour l'analyse PIV. La taille caractéristique des particules étant de quelques dixièmes de millimètres les caméras ont donc été positionnées afin d'obtenir une résolution d'environ $70 \mu\text{m}/\text{px}$ correspondant à des tailles d'images des particules de plus de deux pixels. Avec cette résolution, l'étendue du champ de vitesse mesuré par une caméra n'est que d'une corde et demie. En utilisant deux caméras, la largeur du champ de vitesse mesuré s'étend ainsi sur plus de deux cordes et demie en prenant en compte le recouvrement des deux caméras. Pour chaque cas test étudié en écoulement subcavitant, 300 paires d'images ont été enregistrées à une fréquence de 6 Hz. A cette fréquence la période entre deux acquisitions correspond à environ 8 passages des particules le long du profil permettant ainsi de considérer les champs de vitesse successifs comme étant indépendants. La fenêtre d'interrogation initiale a été choisie afin de contenir au minimum 20 particules, soit une taille de 32×32 pixels. La durée entre les deux émissions laser d'un même doublet est déterminée afin d'avoir un pic de corrélation situé à environ un quart de la fenêtre d'interrogation initiale soit 8 pixels. Les vitesses induites par le profil du côté de l'extrados peuvent facilement atteindre le double de la vitesse de débit U_0 alors qu'elles sont presque nulles près du point d'arrêt. La durée entre deux émissions laser fût donc choisie afin d'obtenir un compromis entre ces deux extrêmes : pour une vitesse d'entrée de veine de 5 m/s cette durée a été choisie égale à $80 \mu\text{s}$.

Dans le cas d'un écoulement cavitant, l'interface liquide-vapeur de la poche diffracte la lumière issue du laser et rend l'acquisition d'images difficile. Une solution consiste à introduire dans le tunnel des particules de polyamides enrobées de rhodamine qui diffusent dans l'orange alors que la lumière de la nappe laser est verte. A l'aide d'un filtre placé sur l'objectif de la caméra il est alors possible de filtrer la lumière verte diffusée par la poche de cavitation pour ne capturer que l'image des particules enrobées de rhodamine. La quantité disponible de particules étant limitée celles-ci ont été introduite en amont de la veine d'essais pour obtenir un ensemencement local autour du profil. Le dispositif d'ensemencement consiste en un tube percé en surface placé au milieu de l'écoulement et

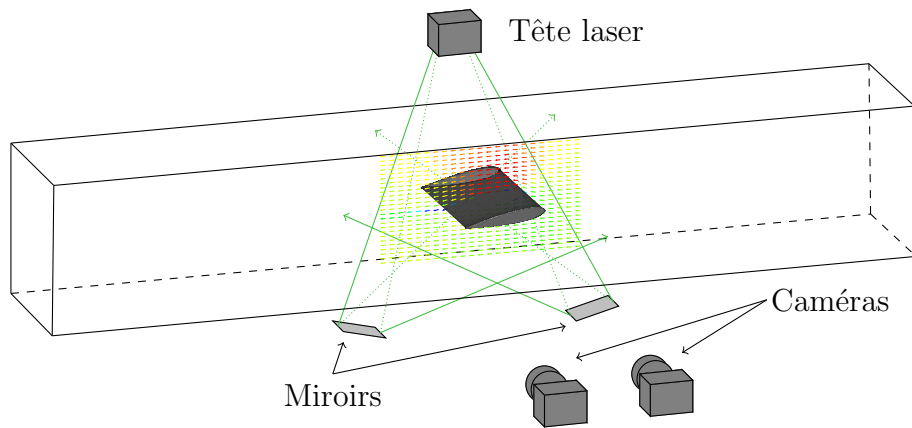


FIGURE II.6 – Schéma du dispositif PIV utilisé en écoulement subcavitant autour du profil en inox.

relié à une seringue remplie de particule enrobées de rhodamine pour contrôler le débit de particules introduites. La méthode d'ensemencement ne permet d'obtenir des particules que dans une zone réduite autour du profil et une seule caméra est donc nécessaire pour les mesures en écoulement cavitant. Afin de pouvoir analyser la dynamique de la poche de cavitation les acquisitions ont été faites à l'aide d'un dispositif TR PIV (Time Resolved PIV) à une fréquence d'acquisition égale à 500 Hz. La résolution spatiale obtenue avec une seule caméra est divisée par deux par rapport au cas subcavitant avec deux caméras, soit environ $140 \mu\text{m}/\text{pi}$. La durée entre deux émissions du laser est donc aussi doublée par rapport au dispositif à deux caméras et égale à $150 \mu\text{s}$. Les calculs de vitesses instantanées sont réalisés sur des ensembles composés de 1000 à 4000 paires d'images en fonction du paramètre de cavitation σ considéré.

II.4.2 Traitements des images

Les images des particules acquises avec la caméra sont prétraitées avant d'obtenir les champs de vitesse. Dans le cas d'un écoulement subcavitant une image moyenne des 300 images est d'abord calculée puis retranchée à chaque image. Cette étape permet de supprimer l'image du fond de veine et les zones saturées dues à la présence des bandes près du bord d'attaque servant à déclencher la couche limite turbulente. Pour chaque image les niveaux de gris sont alors corrigés afin d'obtenir un éclairage uniforme des particules, en particulier entre les zones directement éclairées par la nappe laser et les zones éclairées à l'aide des miroirs visibles sur la figure II.7a. La dernière étape consiste à masquer la zone occupée par le profil où les corrélations n'ont pas à être calculées. Un exemple d'image prétraitée est donné en figure II.7b.

Dans le cas d'un écoulement cavitant autour du profil flexible, le prétraitement est légèrement modifié. L'utilisation de l'image moyenne pour retirer l'image du fond de veine et des zones saturées est inadaptée à cause des lâchers de vapeur et des vibrations de la structure. On applique donc à chaque image un filtre médian permettant de distinguer

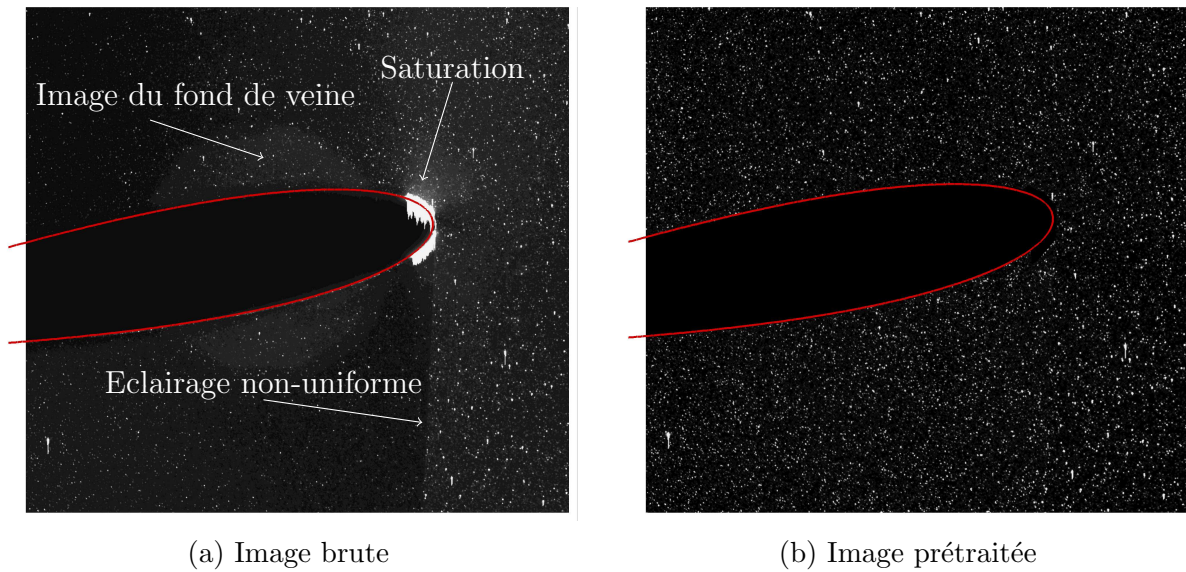


FIGURE II.7 – Exemple de prétraitement pour les images PIV en régime subcavitant.

les variations de gris dues aux particules et celle du fond de veine. Cette image filtrée est ensuite retranchée à l'image de départ qui est finalement corrigée pour obtenir un éclairage uniforme (comme dans le cas subcavitant).

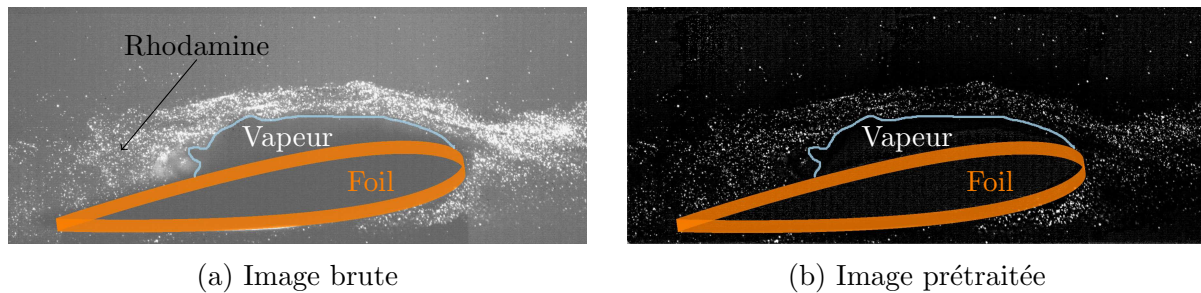


FIGURE II.8 – Exemple de prétraitement pour les images PIV en régime cavitant.

II.4.3 Obtention des champs de vitesse

Les images des particules dans l'écoulement sont divisées en fenêtres d'interrogation sur lesquelles les corrélations croisées sont calculées entre deux images d'une même paire. Le logiciel DynamicStudio permet d'utiliser une approche adaptative itérative où les tailles et les formes des fenêtres d'interrogation sont modifiées pour s'adapter à la densité locale de particules et aux gradients de vitesse de l'écoulement. Afin de limiter le nombre de vecteurs aberrants (figure II.9a) dus à une densité de particules insuffisante ou des déplacements de particules hors du plan laser, les vitesses ne sont calculées que lorsque le maximum du pic de corrélation et le ratio signal sur bruit sont supérieurs à des valeurs minimales. Afin de supprimer les vecteurs aberrants restants, la méthode de validation proposée par Westerweel et al. [302] est appliquée à chaque champ de vitesse. Les champs de vitesses moyennes, dont un exemple est présenté en figure II.9b, sont finalement calculés en utilisant uniquement les vecteurs valides pour chaque champ instantané.

Les calculs des champs de vitesses obtenus par PIV peuvent être influencés par deux paramètres principaux, les tailles finales des fenêtres d'interrogation et le recouvrement

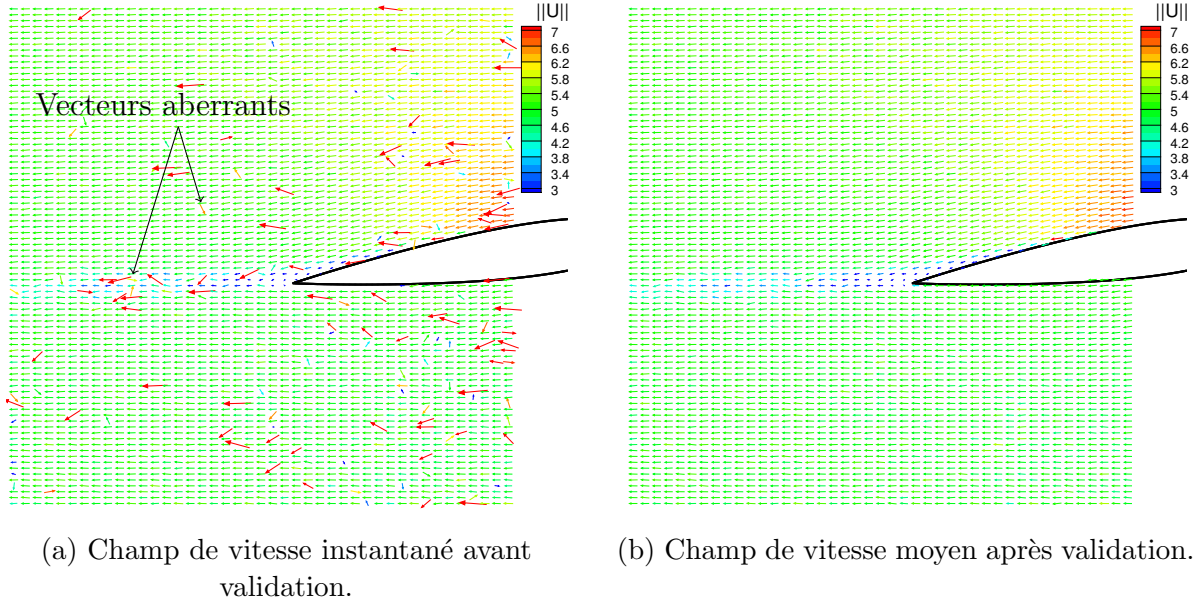


FIGURE II.9 – Exemples de champs de vitesse obtenus par PIV ($U_0 = 5$ m/s, $\alpha = 8^\circ$). Seul un vecteur sur trois est présenté dans les deux directions.

entre fenêtres voisines. La figure II.10 présente un exemple de profils de vitesses moyennes obtenus dans le sillage du profil pour différentes tailles des fenêtres d’interrogation finales avec un recouvrement de 50%. Les vitesses moyennes ne sont pas significativement affectées par la taille des fenêtres d’interrogation. En revanche la figure II.10c montre que les écarts-types mesurés augmentent lorsque la taille de fenêtre diminue, en accord avec les observations de Foucaut et al. [303]. Les écarts-types sont particulièrement affectés par la dimension verticale de la fenêtre. Les intervalles de confiance calculés en considérant une loi normale pour la distribution des vitesses sont donnés en figure II.10d et sont pour ce profil de vitesse inférieurs à 0.1 m/s, soit 2% de la vitesse d’écoulement U_0 . Une discrétisation plus fine du maillage PIV suivant l’axe vertical a été privilégiée afin de mieux capturer le sillage où les gradients de vitesses verticaux sont importants. Pour la même raison, le taux de recouvrement est fixé à 75% entre fenêtres voisines. Un important taux de recouvrement a pour effet d’augmenter la part d’erreurs corrélées spatialement (Sciacchitano et al. [304]). Cependant l’estimation des efforts à partir du champ de vitesse moyen présenté dans la prochaine section nécessite le calcul de dérivées en espace et donc un nombre suffisant de points pour capturer les gradients de vitesse.

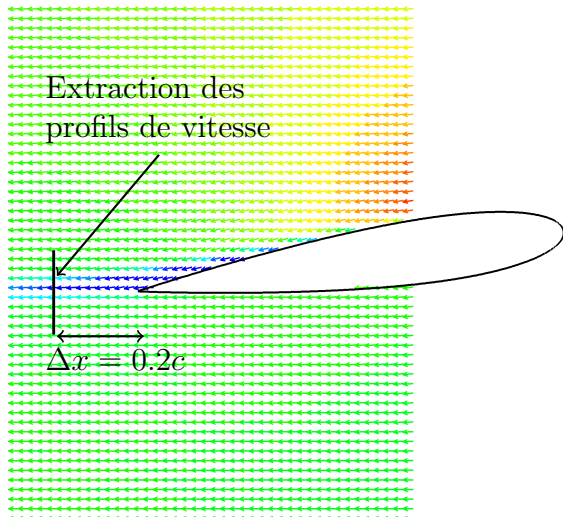
Les incertitudes portant sur les vitesses moyennes $U_{\overline{u_x}}$ et $U_{\overline{u_y}}$ peuvent être estimées en utilisant la relation (Sciacchitano et al. [304]) :

$$U_{\overline{u_x}} = \frac{\sigma_{u_x}}{N} \quad (\text{II.3})$$

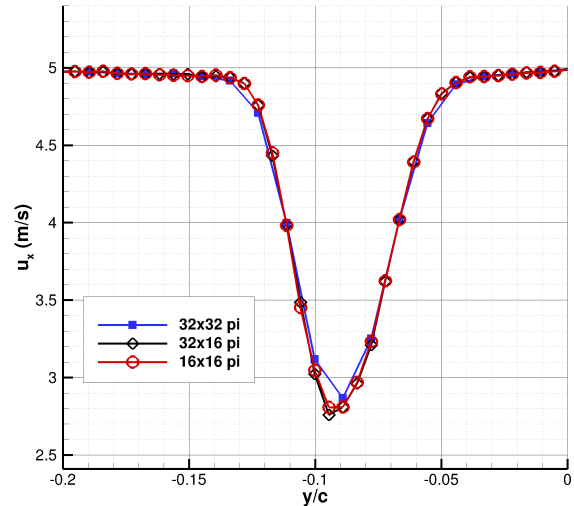
avec σ_{u_x} l’écart-type de la vitesse et N le nombre d’échantillons indépendants. Ces incertitudes sont composées d’une contribution due aux fluctuations turbulentes $U_{\overline{u_x},\text{turb}}$ et d’une contribution due à l’erreur de mesure $U_{\overline{u_x},\text{err}}$:

$$U_{\overline{u_x}}^2 = U_{\overline{u_x},\text{turb}}^2 + U_{\overline{u_x},\text{err}}^2 \quad (\text{II.4})$$

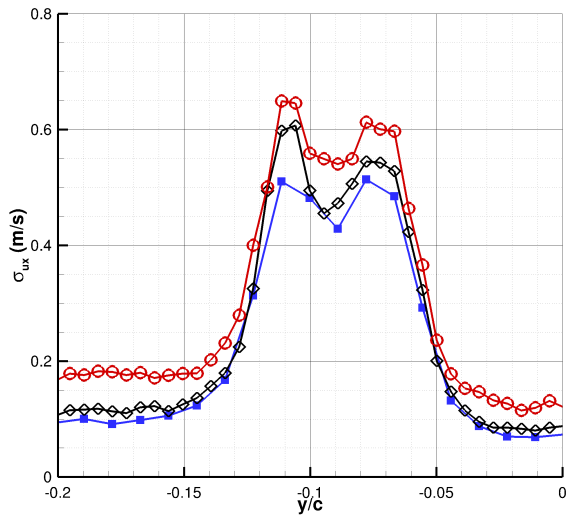
Les incertitudes de mesure sont souvent estimées *a priori* de l’ordre de 0.1 pixel (Raffel [305]), soit 0.09 m/s pour les réglages PIV utilisés pour le profil rigide. Des travaux



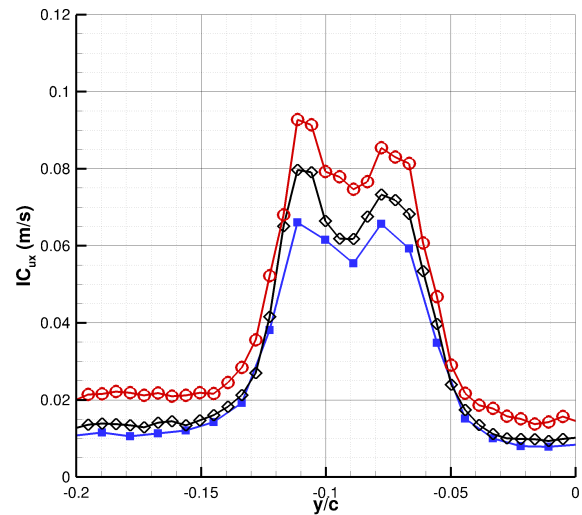
(a) Vitesses moyennes dans le sillage du foil.



(b) Profils des vitesses moyennes.



(c) Profils des écarts-types.



(d) Profils des intervalles de confiance à 95%.

FIGURE II.10 – Influence de la taille des fenêtres d’interrogation sur un profil de vitesse extrait dans le sillage du foil pour $U_0 = 5$ m/s et $\alpha = 8^\circ$.

ont porté sur l’estimation précise de ces incertitudes a posteriori (Sciacchitano et al. [306]) montrant que l’incertitude de mesure peut non seulement varier en fonction de l’écoulement étudié mais aussi en fonction de la position de la fenêtre d’interrogation pour un même écoulement. Les répartitions des incertitudes absolues et relatives sur la norme de la vitesse sont présentées en figure II.11. Les valeurs les plus élevées sont obtenues dans le sillage et près de l’extrados du profil où l’on s’attend à avoir une intensité turbulente plus importante. En dehors de ces régions, l’incertitude relative sur la vitesse moyenne est inférieure à 1%. Les valeurs absolues sont majoritairement inférieures à l’estimation *a priori* égale à 0.09 m/s suggérant que les erreurs de mesure sur les déplacements des particules sont inférieures à 0.1 pixel.

Les incertitudes sur les composantes du tenseur de Reynolds sont estimées à l’aide

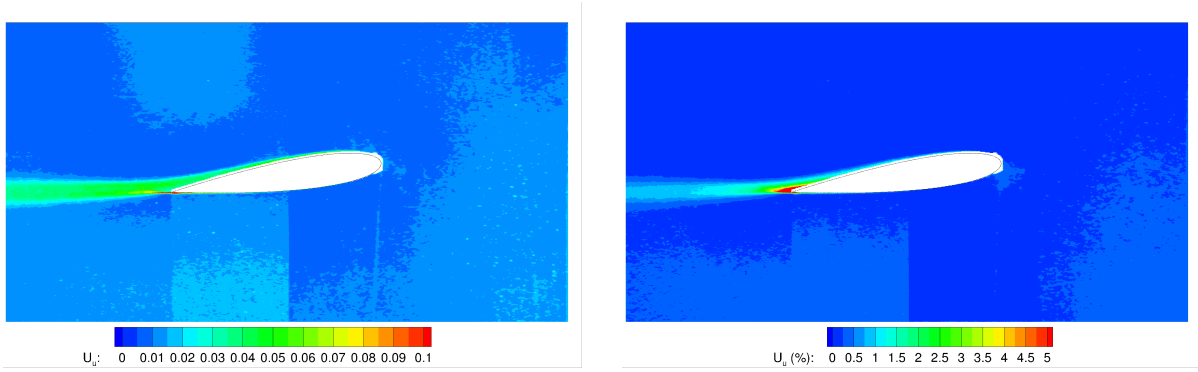


FIGURE II.11 – Incertitude absolue à gauche et relative à droite sur la norme de la vitesse issue de PIV ($U_0 = 5$ m/s et $\alpha = 8^\circ$).

des relations suivantes :

$$\begin{aligned}
 U_{\overline{u'_x u'_x}} &= \sigma_{u_x}^2 \sqrt{\frac{2}{N-1}} \\
 U_{\overline{u'_y u'_y}} &= \sigma_{u_y}^2 \sqrt{\frac{2}{N-1}} \\
 U_{\overline{u'_x u'_y}} &= \sigma_{u_x} \sigma_{u_y} \sqrt{\frac{1 + \rho_{u_x u_y}^2}{N-1}}
 \end{aligned} \tag{II.5}$$

où $\rho_{u_x u_y}$ représente le coefficient de corrélation croisée entre les deux composantes de la vitesse.

D'après la répartition des incertitudes sur la vitesse moyenne présentée en figure II.11 on peut considérer que dans le sillage du profil l'erreur de mesure est négligeable par rapport aux fluctuations des vitesses. Dans ce cas, Sciacchitano et al. [304] proposent d'estimer l'incertitude sur l'énergie cinétique turbulente avec la relation :

$$U_k = \sqrt{\sigma_{u_x}^4 + \sigma_{u_y}^4 + \frac{(\sigma_{u_x}^2 + \sigma_{u_y}^2)^2}{4}} \sqrt{\frac{1}{2N}} \tag{II.6}$$

La figure II.12 présente la répartition de l'incertitude relative sur l'énergie cinétique turbulente U_k/k pour $U_0 = 5$ m/s et $\alpha = 8^\circ$. Les incertitudes sont de l'ordre de 5% et les valeurs maximales sont obtenues dans le sillage du profil et près de l'extrados du profil, avoisinant 7%.

Pour les acquisitions effectuées en écoulement cavitant la taille des fenêtres d'interrogation est élargie à 32×32 pixels afin de compenser la faible densité de particules enrobées de rhodamine. Comme pour le cas subcavitant le pourcentage de recouvrement est fixé à 75%. La présence de la poche de cavitation rend le calcul des champs de vitesses instantanées plus complexe. D'une part l'écoulement peut devenir localement tridimensionnel augmentant ainsi le bruit de mesure. D'autre part la région occupée par la vapeur est vide de particules et il faut donc y éviter le calcul des vitesses. La méthode utilisant un masque dynamique de la poche de vapeur proposée par Foeth et al. [241] s'est révélée inadaptée aux images obtenues avec le dispositif PIV utilisé. En effet, dû au filtre optique ajouté à la caméra, le contraste entre la vapeur et le liquide est insuffisant pour utiliser des filtres classiques de détection des contours (filtre de Sobel, de Canny, Laplacian of Gaussian, ...). L'alternative utilisée consiste à adapter dans le logiciel les seuils de validité pour les pics

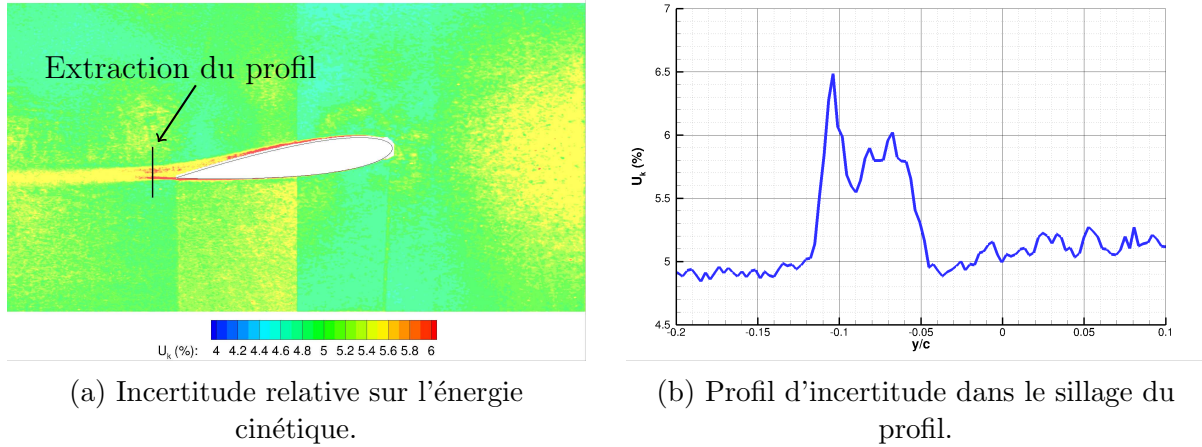


FIGURE II.12 – Incertitude sur l'énergie cinétique turbulente issue de PIV ($U_0 = 5$ m/s et $\alpha = 8^\circ$).

de corrélation et le nombre de particules minimum afin d'exclure les régions occupées par la vapeur du calcul des vitesses. Comme présenté en figure II.13a cette méthode permet de rejeter les vecteurs calculés dans la poche de cavitation et la région occupées par le profil. Le nombre limité de vecteurs disponibles pour chaque champ instantané est compensé par le nombre important d'acquisitions. Lorsque les vibrations du profil sont faibles il est alors possible d'obtenir un champ de vitesse moyen tel que présenté en figure II.13b. Si l'écoulement est dominé par une seule fréquence, (comme dans le cas d'un lock-in entre les vibrations du profil et les lâchers de nuages de cavitation) il est possible de réaliser une moyenne de phase sur l'ensemble des acquisitions.

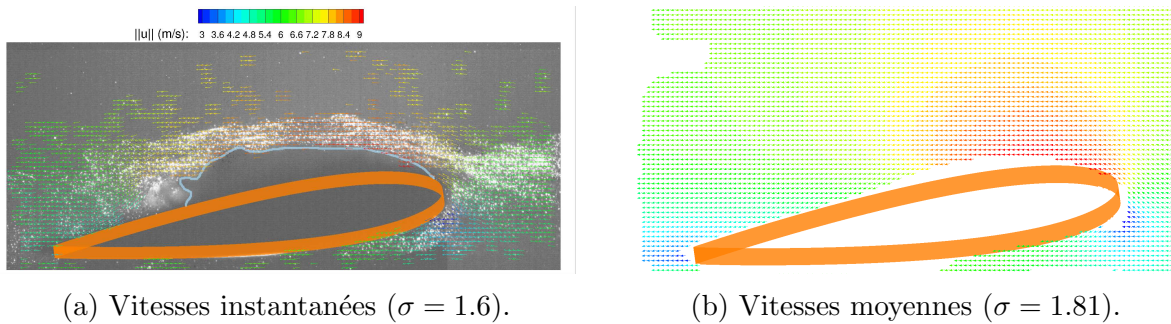


FIGURE II.13 – Exemple de champs des vitesses instantanées et moyennes en écoulement cavitant autour du profil flexible. Pour les vitesses moyennes, seuls les vecteurs calculés à l'aide d'au moins 500 valeurs instantanées sont présentés.

II.4.4 Calculs des efforts en régime subcavitant

Les champs des vitesses obtenus par PIV pour un écoulement subcavitant peuvent être utilisés pour obtenir une estimation des efforts de portance et de traînée moyens que subit le profil. La méthode s'appuie sur l'intégration des équations de Navier-Stokes en moyenne de Reynolds sur un contour fermé, comme présenté en figure II.14.

Dans le plan vertical situé à mi-envergure l'écoulement moyen peut être considéré bidimensionnel et les forces de traînée F_x et de portance F_y moyennes sont estimées grâce

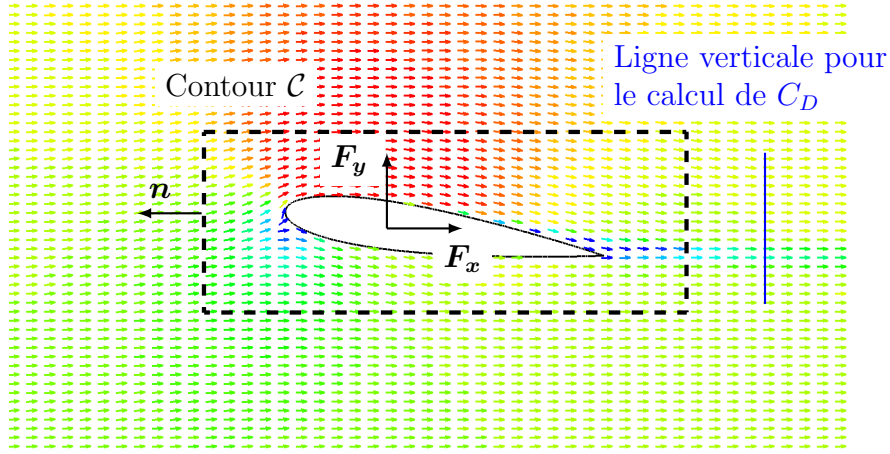


FIGURE II.14 – Exemple de contour fermé et de ligne verticale dans le sillage utilisés pour l'estimation des efforts à partir des mesures PIV.

à la relation :

$$F_i = \iint_C \left[-\bar{p}\delta_{ij} + \mu \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) - \rho_f \overline{u'_i u'_j} - \rho_f \bar{u}_i \bar{u}_j \right] n_j dS \quad (\text{II.7})$$

Dans l'expression précédente les contributions des termes faisant intervenir la composante de la vitesse perpendiculaire au plan u_z et les dérivées dans cette direction $\frac{\partial}{\partial z}$ sont négligées car elles ne peuvent être mesurées à l'aide d'une PIV plane. Mise à part la pression, tous les termes présents dans l'équation (II.7) peuvent être obtenus directement à partir des mesures PIV. Différentes méthodes peuvent être utilisées pour déterminer le champ de pression à partir du champ de vitesse et sont présentées par Van Oudheusden [307]. Dans cette thèse une approche eulérienne est privilégiée et la pression est obtenue en résolvant une équation de Poisson bidimensionnelle sur l'ensemble du domaine (Gurka et al. [308]) :

$$\frac{\partial^2 \bar{p}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \bar{p}}{\partial y^2} = -\rho_f \left(\frac{\partial \bar{u}_x^2}{\partial x} + 2 \frac{\partial \bar{u}_y}{\partial x} \frac{\partial \bar{u}_x}{\partial y} + \frac{\partial \bar{u}_y^2}{\partial y} + \frac{\partial^2 \overline{u'_x u'_x}}{\partial x^2} + 2 \frac{\partial^2 \overline{u'_x u'_y}}{\partial x \partial y} + \frac{\partial^2 \overline{u'_y u'_y}}{\partial y^2} \right) \quad (\text{II.8})$$

Cette équation suppose que le champ de vitesse bidimensionnelle moyen soit à divergence nulle :

$$\frac{\partial \bar{u}_x}{\partial x} + \frac{\partial \bar{u}_y}{\partial y} = 0 \quad (\text{II.9})$$

Cette condition est vraisemblablement satisfaite dans un plan à mi-envergure. Sur les frontières amont, supérieure et inférieure du domaine la relation de Bernoulli permet d'appliquer des conditions de Dirichlet pour la pression :

$$\bar{p} = \frac{1}{2} \rho_f (U_0^2 - \bar{u}^2) \quad (\text{II.10})$$

où U_0 est la vitesse de débit en entrée de veine.

Des conditions de Neumann sont imposées sur les frontières près du profil et sur la frontière aval du domaine :

$$\begin{cases} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x} = -\rho_f \left(\bar{u}_x \frac{\partial \bar{u}_x}{\partial x} + \bar{u}_y \frac{\partial \bar{u}_x}{\partial y} + \frac{\partial \bar{u}'_x \bar{u}'_x}{\partial x} + \frac{\partial \bar{u}'_x \bar{u}'_y}{\partial y} - \nu \left(\frac{\partial^2 \bar{u}_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \bar{u}_x}{\partial y^2} \right) \right) \\ \frac{\partial \bar{p}}{\partial y} = -\rho_f \left(\bar{u}_x \frac{\partial \bar{u}_y}{\partial x} + \bar{u}_y \frac{\partial \bar{u}_y}{\partial y} + \frac{\partial \bar{u}'_x \bar{u}'_y}{\partial x} + \frac{\partial \bar{u}'_y \bar{u}'_y}{\partial y} - \nu \left(\frac{\partial^2 \bar{u}_y}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \bar{u}_y}{\partial y^2} \right) \right) \end{cases} \quad (\text{II.11})$$

Les calculs des efforts à partir des acquisitions PIV font donc intervenir les dérivées spatiales d'ordre un et deux des vitesses et sont donc sensibles au bruit susceptible d'exister dans les mesures. Différentes méthodes de lissage peuvent alors être utilisées telles qu'une moyenne glissante ou le filtre proposé par Garcia [309] reposant sur une transformée en cosinus discrète combinée à un filtre dont le paramètre est estimé à l'aide de la méthode de validation des corrélations croisées (DCT-PLS). Bien que ces méthodes permettent la réduction de bruit blanc dans les mesures, leurs performances sont limitées pour des erreurs corrélées en espace susceptibles d'être présentes dans les résultats PIV. Une autre méthode est présentée par Wang et al. [310] et utilise l'équation de conservation de la masse (équation (III.1)). Le lissage repose sur la projection des vitesses sur une base orthonormale de champs vectoriels à divergence nulle. Cette méthode de lissage a été appliquée aux champs des vitesses moyennes car elle permet d'une part de réduire les erreurs corrélées et d'autre part d'assurer des champs à divergence nulle nécessaires à l'obtention de l'équation de Poisson (II.8). Les dérivées partielles sont alors évaluées à partir des champs de vitesses lissés en utilisant les schémas classiques de différences finies du deuxième ordre. L'équation de Poisson est résolue en utilisant une méthode de surrelaxation successive avec un paramètre de relaxation ω donné par :

$$\omega = \frac{2}{1 + \sqrt{1 - \left(0.5 \left(\cos \left(\frac{\pi}{n_x} \right) + \cos \left(\frac{\pi}{n_y} \right) \right) \right)^2}} \quad (\text{II.12})$$

avec n_x et n_y les nombres d'inconnues dans les deux directions du domaine rectangulaire. Comme présenté en figure II.15 le domaine de résolution pour la pression peut être choisi arbitrairement tant qu'il contient le contour utilisé pour l'estimation des forces.

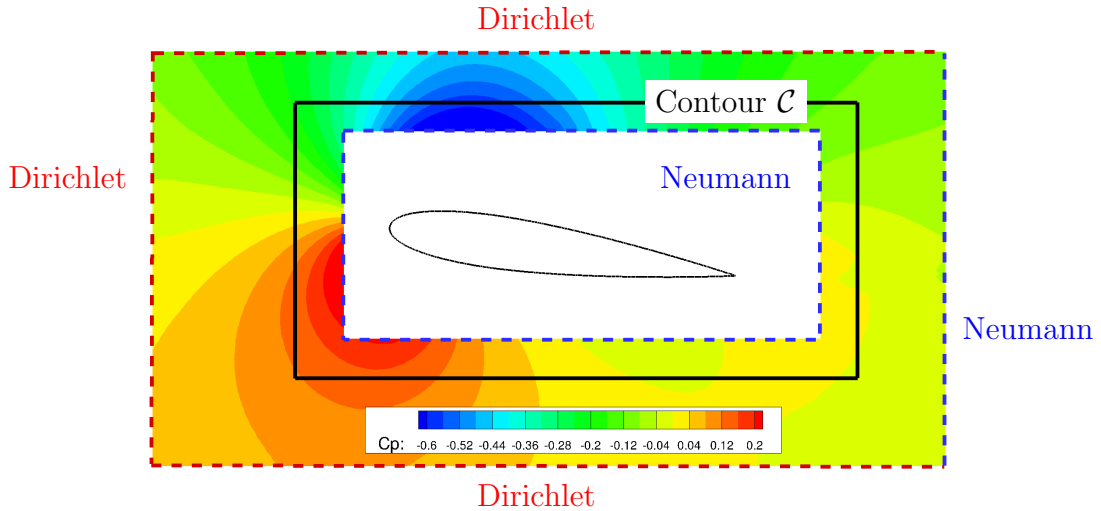


FIGURE II.15 – Exemple de champ de pression calculé à partir du champ de vitesse issu de la PIV ($U = 5$ m/s, $\alpha = 8^\circ$).

L'expression (II.7) donne de bons résultats pour la force de portance mais comme remarqué par Van Oudheusden [311] elle n'est pas adaptée au calcul de la force de traînée. Cette dernière est obtenue en utilisant une ligne verticale $x = x_s$ dans le sillage du profil où l'on calcule l'intégrale suivante :

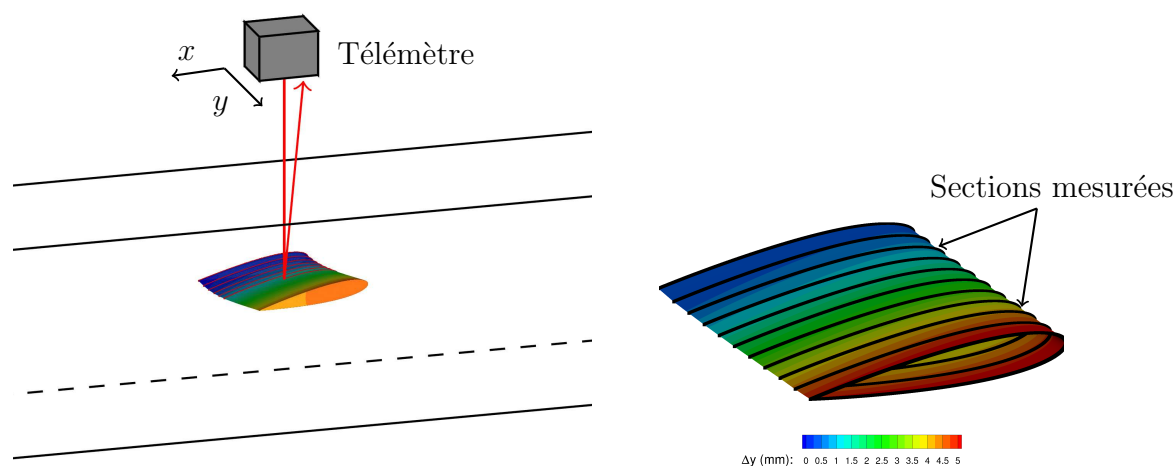
$$F_x = \rho_f U_0 \int_{y_s} u_x \left(1 - \sqrt{C_{Ptot}}\right) dy \quad (\text{II.13})$$

Le coefficient de pression total C_{Ptot} est calculé à partir de la pression obtenue avec l'équation (II.8) et du champ de vitesse PIV. L'incertitude sur le calcul de la traînée est estimée en faisant varier l'abscisse et l'étendue de la ligne verticale utilisée (Van Oudheusden [311]).

II.5 Mesure des déformées statiques

II.5.1 Dispositifs de mesure

Les déplacements verticaux du profil flexible dus à l'écoulement sont mesurés sur 11 sections à l'aide d'un télémètre laser Acuity AR700. Ce dernier est positionné sur une platine à deux axes qui lui permet de se déplacer dans les directions de la corde et de l'envergure (directions x et y sur la figure II.16a). Une partie du rayon laser est réfléchi par le profil et capturée par une cellule photosensible située dans le télémètre. La position du rayon laser réfléchi sur la cellule permet alors de calculer la distance entre le télémètre et le point de réflexion sur le profil par triangulation. En se déplaçant avec le bras articulé le télémètre enregistre la position de la surface du profil à une fréquence de 50 Hz. La vitesse de déplacement du bras articulé étant de 4 mm/s, cette fréquence d'acquisition correspond à environ 1200 points de mesures pour une section mesurée. La précision du télémètre est estimée égale à 0.05 mm (Guiffant [312]).



(a) Position du télémètre.

(b) Exemple de déplacements interpolés.

FIGURE II.16 – Schéma des mesures de déplacements verticaux avec le télémètre.

En parallèle des mesures des déplacements verticaux par télémétrie, des acquisitions d'images de l'extrémité libre du profil flexible ont été réalisées à l'aide d'une caméra

CCD. En comparant l'image moyenne obtenue en écoulement avec une image du profil au repos, les déplacements de l'extrémité peuvent être estimés. La résolution des images est de l'ordre de 0.12 mm/px. L'incertitude sur les contours du profil est de l'ordre de ± 2 pixels, donnant une incertitude sur les déplacements de l'ordre de ± 0.5 mm. Ces mesures sont donc moins précises que celles obtenues à l'aide du télémètre laser mais permettent de vérifier les mesures de télémétrie en cas de doute.

II.5.2 Traitements des mesures du télémètre

Le rayon émis par le télémètre rencontre d'abord une interface air-plexiglas puis une interface plexiglas-eau avant d'atteindre le profil. Le rayon réfléchi traverse ces mêmes interfaces en sens inverse avant d'atteindre la cellule photo-sensible. Pour obtenir une mesure de la distance entre le télémètre et le profil il faut donc prendre en compte les changements d'indices de réfraction optique aux interfaces. Pour cela les résultats du télémètre sont multipliés par un coefficient de correction calculé grâce à une série de mesure en air sans plexiglas puis en eau avec plexiglas sur une mire en escalier. Connaissant les dimensions de la mire, on obtient un coefficient de correction, proche de 1.33, qui correspond à l'indice de réfraction de l'eau. Les déplacements verticaux sont finalement obtenus en retranchant aux mesures en écoulement les mesures effectuées sans écoulement.

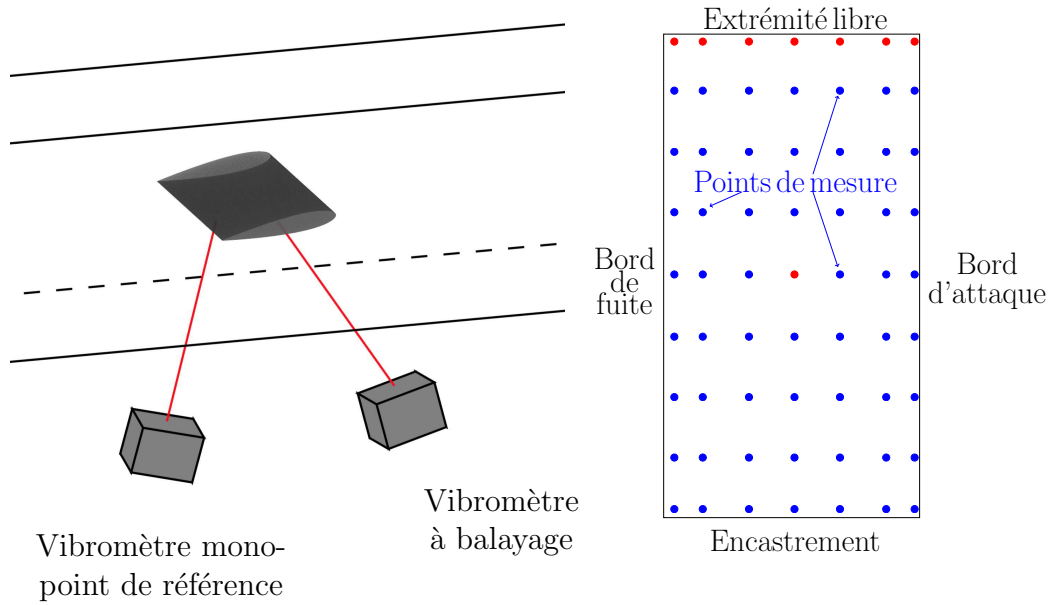
A partir des sections mesurées par télémétrie laser il est possible d'obtenir une reconstruction 3D des déplacements verticaux sur le profil avec la méthode élaborée par Guiffant [312]. Chaque section déformée est interpolée à l'aide de la section du profil non-déformé à laquelle on impose un mouvement de type solide, c'est-à-dire une translation verticale et une rotation. La figure II.16b présente un exemple des déplacements verticaux interpolés sur le profil.

II.6 Mesure des vibrations

II.6.1 Dispositifs de mesure

Des mesures de vibrométrie ont été effectuées pour obtenir les amplitudes des vibrations du profil flexible pour des cas d'écoulements subcavitants et cavitants. Les vitesses de vibration sont mesurées en 63 points à une fréquence d'échantillonnage de 3200 Hz sur la surface du profil à l'aide d'un vibromètre laser à balayage Polytec PSV 500 comme présenté en figure II.17b. Un second vibromètre monopoint est utilisé comme référence afin d'obtenir les déphasages entre chaque point de mesure (figure II.17a). Pour chaque point de mesure 32 acquisitions d'une durée de 2 secondes sont réalisées pour obtenir les densités spectrales de puissance moyennes des vibrations. Certains points de mesure ont conduit à des amplitudes de vibrations aberrantes dues à des réflexions du laser sur le plexiglas ou les parois latérales du tunnel. Ces 8 points sont représentés par des disques rouges sur la figure II.17b et n'ont donc pas été retenus lors du post-traitement. Bien que seules les transformées de Fourier des vitesses aient été évaluées pour la plupart des mesures de vibrométrie, des acquisitions des vitesses de vibrations en fonction du temps (figure II.18b) ont été réalisées pour les écoulements cavitants.

Les mesures réalisées avec le vibromètre sont complétées par des images de caméra rapide à une fréquence d'acquisition de 1.5 kHz permettant de vérifier les amplitudes



(a) Positions des vibromètres.

(b) Répartition des points de mesures du vibromètre.

FIGURE II.17 – Dispositif de mesure par vibrométrie.

de vibrations dans les cas d'écoulements cavitants avec lâchers de nuages de vapeur. L'incertitude sur les déplacements est de l'ordre de ± 0.5 mm.

II.6.2 Traitements des mesures du vibromètre

Les transformées de Fourier mesurées par le vibromètre sont moyennées sur l'ensemble des points de mesure (figure II.18a) afin de déterminer les modes propres du profil. Lorsque la structure n'est excitée que par les fluctuations de vitesses dues à la turbulence les pics observés correspondent aux modes propres. Pour un pic présentant un maximum à la fréquence f_i le vecteur regroupant les amplitudes complexes mesurées sur tous les points $\hat{\psi}_i$ représente la forme modale.

Chaque mode i peut être décrit par un système oscillant à un degré de liberté dont la réponse $q(t)$ à une excitation $f(t)$ satisfait l'équation suivante :

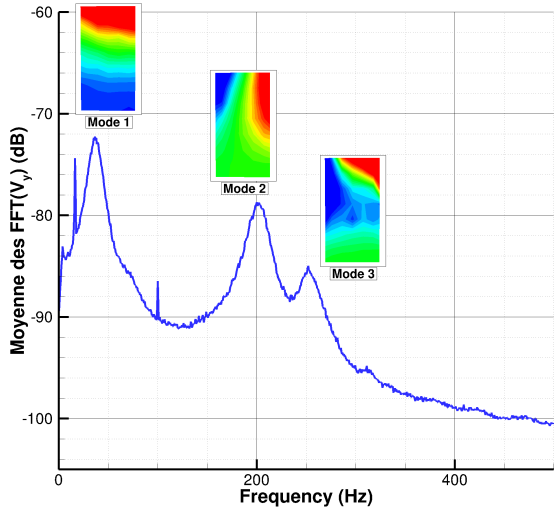
$$\ddot{q}(t) + 2\zeta\omega_0\dot{q}(t) + \omega_0^2q(t) = f(t) \quad (\text{II.14})$$

avec ζ le taux d'amortissement et $\omega_0 = 2\pi f_0$ la pulsation propre du mode considéré.

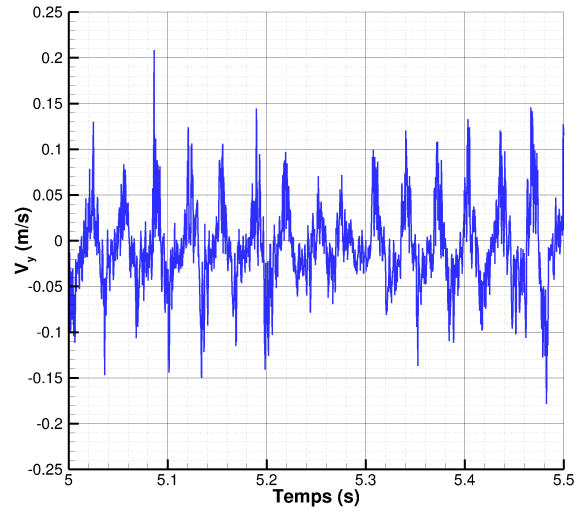
En utilisant les variables complexes $\hat{q}(t) = \hat{Q}(\omega)e^{j(\omega t + \phi)}$ et $\hat{f}(t) = \hat{F}(\omega)e^{j\omega t}$ on peut écrire les relations :

$$\begin{aligned} \hat{q}(t) &= \hat{Q}(\omega)e^{j(\omega t + \phi)} = j\omega\hat{q}(t) \\ \hat{q}(t) &= \hat{Q}(\omega)e^{j(\omega t + \phi)} = -\omega^2\hat{q}(t) \end{aligned} \quad (\text{II.15})$$

La fonction de mobilité définie comme le ratio des amplitudes de la vitesse et de la



(a) Spectre moyenné pour $U_0 = 5$ m/s et $\alpha = 8^\circ$.



(b) Signal temporel des vitesses de vibrations pour $\sigma = 1.41$ et $\alpha = 8^\circ$.

FIGURE II.18 – Exemples des mesures effectuées avec le vibromètre sur le profil en POM.

force s'écrit alors :

$$\frac{\|\hat{Q}(\omega)\|}{\|\hat{F}(\omega)\|} = \frac{\omega}{\sqrt{(\omega^2 - \omega_0^2)^2 + 4\zeta^2\omega_0^2\omega^2}} \quad (\text{II.16})$$

Lorsque les vibrations du profil sont principalement dues à la turbulence, $f(t)$ peut être assimilée à du bruit blanc sur la plage de fréquences où la réponse du mode i est prépondérante. La réponse spectrale autour de la fréquence f_i peut alors être recherchée sous la forme :

$$\|\hat{Q}_{\text{fit}}(\omega)\| = \frac{\omega A_{\text{fit}}}{\sqrt{(\omega^2 - \omega_{0,\text{fit}}^2)^2 + 4\zeta_{\text{fit}}^2\omega_{0,\text{fit}}^2\omega^2}} \quad (\text{II.17})$$

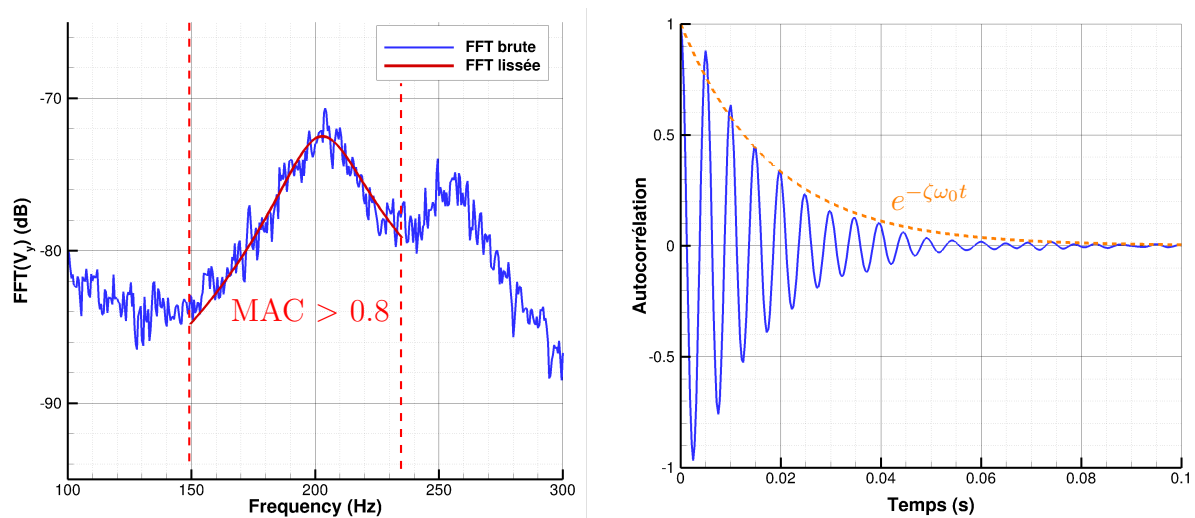
Le modèle précédent n'est valide que sur un intervalle de fréquences où les vibrations sont dominées par le mode considéré. La détermination de cet intervalle repose sur l'utilisation du critère d'assurance modale MAC (Allemang and Randall [313]). Ce critère caractérise la linéarité entre un vecteur modal ψ_j à une pulsation voisine de la pulsation de référence $f_j = f_i + \delta f$ et le vecteur modal de référence ψ_i :

$$\text{MAC} = \frac{|\psi_i^H \cdot \psi_j|^2}{(\psi_i^H \cdot \psi_i)(\psi_j^H \cdot \psi_j)} \quad (\text{II.18})$$

où ψ^H représente la conjuguée hermitienne du vecteur ψ .

Lorsque la valeur du MAC est proche de 1, les deux vecteurs représentent la même forme modale et le mode considéré domine les vibrations à la fréquence f_j . Lorsque le critère est proche de 0, les deux vecteurs représentent des formes modales différentes ou le vecteur ψ_j est dominé par du bruit de mesure. Dans ce cas, la fréquence f_j n'appartient pas

à l'intervalle de validité de l'équation (II.17). En fonction du mode considéré, la valeur limite du MAC utilisée pour la construction de l'intervalle de validité varie entre 0.6 et 0.8. Le modèle de l'équation (II.17) est alors ajusté aux mesures expérimentales par la méthode des moindres carrés. Un exemple de lissage des mesures du vibromètre ainsi obtenu est donné en figure II.19a. Les formes modales présentées sur la figure II.18a sont finalement calculées à partir des transformées de Fourier post-traitées.



(a) Lissage du mode de torsion en un point de mesure.

(b) Autocorrélation obtenue pour le mode de torsion.

FIGURE II.19 – Exemple de traitements des données issues du vibromètre ($U_0 = 5$ m/s, $\alpha = 8^\circ$).

Pour chaque mode les taux d'amortissement ζ sont calculés grâce à la méthode proposée par Brincker et al. [314]. Les densités spectrales de puissance sont d'abord calculées pour chaque point de mesure sur le domaine de validité de l'équation (II.17) (calculé en fonction du MAC). On applique alors la transformée de Fourier inverse à la moyenne spatiale de ces densités afin d'obtenir une estimation de la fonction d'autocorrélation dans le domaine temporel. Le taux d'amortissement du profil est alors calculé par ajustement sur l'enveloppe de l'autocorrélation d'une exponentielle décroissante avec la méthode des moindres carrés comme présenté en figure II.19b.

Dans le cas d'écoulements cavitants, la fréquence caractéristique de la poche de vapeur est proche de la fréquence propre du mode de flexion et les traitements décrits dans cette section ne sont donc pas applicables pour ce mode. En revanche, les fréquences propres des autres modes sont largement supérieures à celles de la poche de cavitation. Lorsque ces modes ne sont pas excités par des harmoniques de la fréquence de la poche de vapeur, l'amplitude de l'excitation peut être considérée constante sur les domaines fréquentiels où ces modes prédominent. En régime cavitant les traitements présentés peuvent donc être appliqués au premier mode de torsion et au deuxième mode de flexion.

II.7 Etude de la cavitation avec caméra rapide

Afin de caractériser les dynamiques des poches de cavitation des enregistrements à une fréquence de 1.5 kHz ont été mis en place à l'aide d'une caméra rapide positionnée

au-dessus des profils. La figure II.20b présente deux exemples d'images obtenues dans le cas d'une poche attachée pour $\sigma = 2.02$ et dans le cas de lâchers de nuages de vapeurs pour $\sigma = 1.41$.

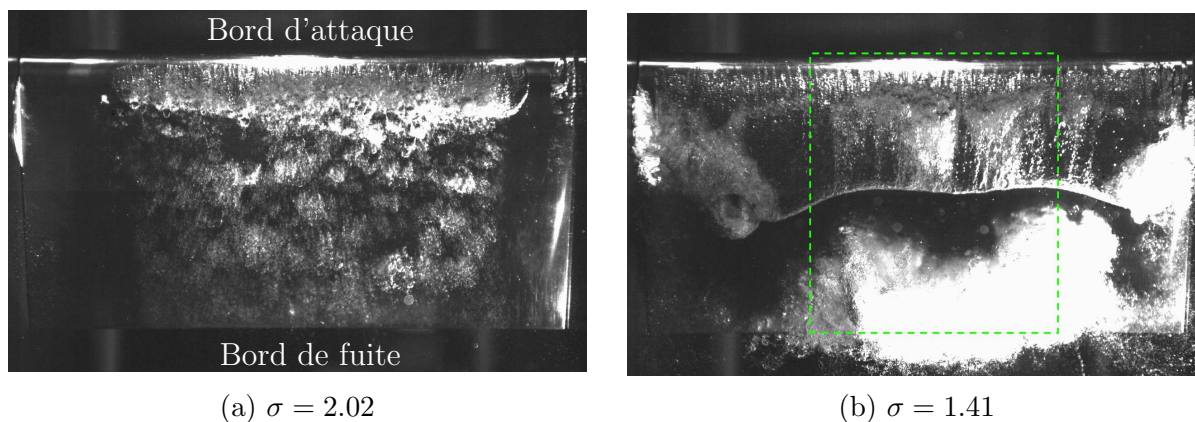
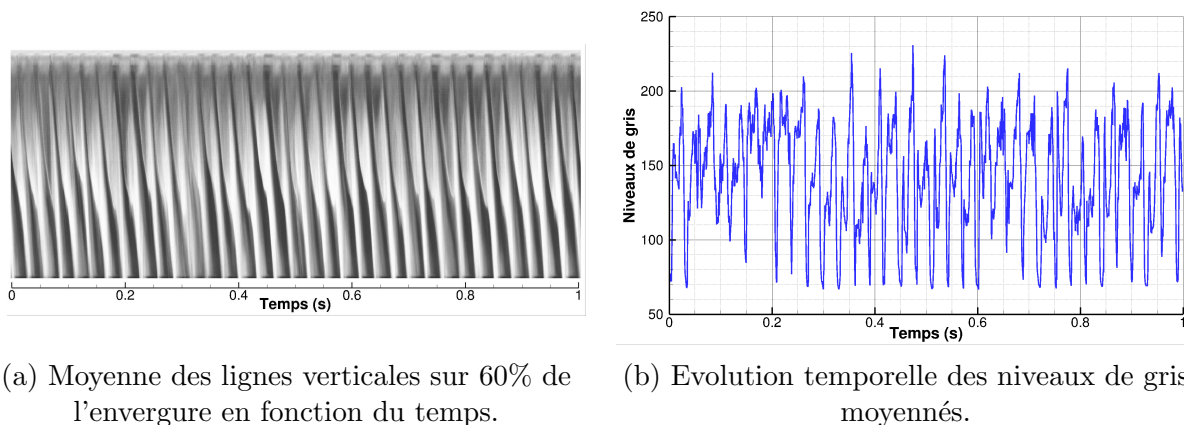


FIGURE II.20 – Exemples d'images obtenues avec la caméra rapide pour deux nombres de cavitation.

Chaque acquisition contient 6000 images représentant 4 secondes de la dynamique des poches. Pour chaque image les lignes verticales de pixels représentant 40% de l'envergure au centre du profil (rectangle vert sur la figure II.20b) sont moyennées afin d'obtenir une ligne de pixel caractéristique de la dynamique de poche. Ces lignes verticales moyennées sont ensuite concaténées pour obtenir l'évolution de la longueur de poche en fonction du temps comme présenté en figure II.21a. Les niveaux de gris peuvent alors être moyennés à chaque instant pour obtenir la courbe de la figure II.21b caractérisant la dynamique de la poche de cavitation. Une estimation de la densité spectrale de puissance peut alors être calculée avec la méthode de Welch pour obtenir les fréquences d'oscillations de la poche.

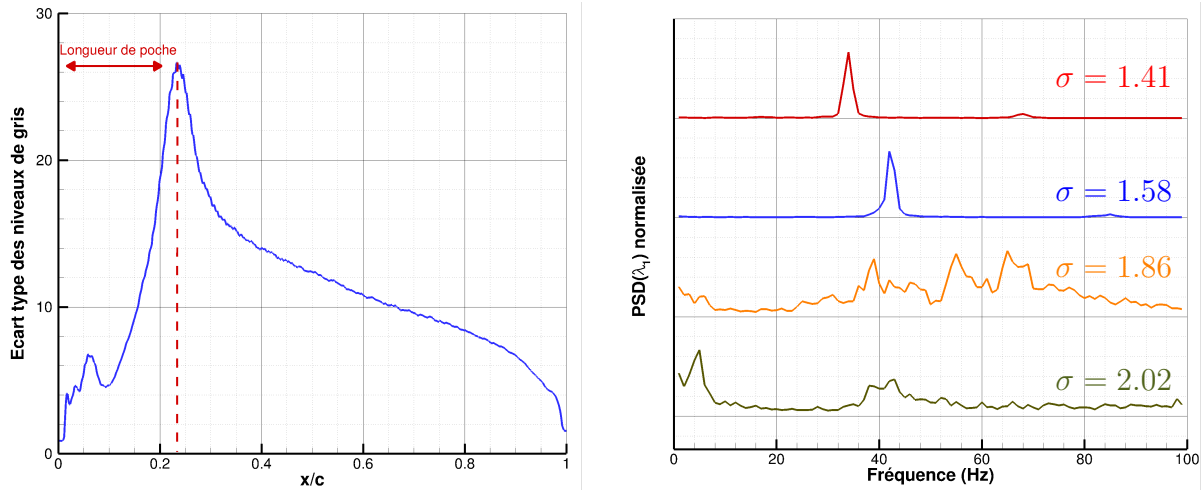
A partir de l'image II.21a, le calcul des écarts-types sur les niveaux de gris en différents points de la corde permet d'avoir une estimation de la longueur de poche attachée (Prothin et al. [315]). En effet la valeur maximale de l'écart-type coïncide avec la fin de poche où les oscillations de l'interface produisent d'importantes variations des niveaux de gris comme présenté en figure II.22a.



(a) Moyenne des lignes verticales sur 60% de l'envergure en fonction du temps.

(b) Evolution temporelle des niveaux de gris moyennés.

FIGURE II.21 – Exemples de traitements des images de caméra rapide pour $\sigma = 1.41$ (profil en inox). Seul 1s de signal est représentée (soit 1500 images).



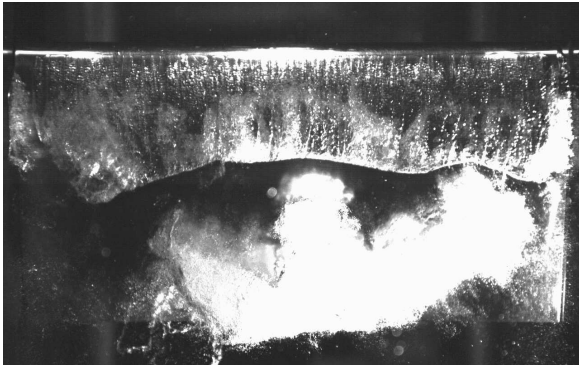
(a) Estimation de la longueur de poche grâce aux écarts-types des niveaux de gris pour $\sigma = 2.02$. (b) Densité spectrale de l'énergie du premier mode SPOD pour différents σ .

FIGURE II.22 – Exemple de traitement des images de poche de cavitation issues de la caméra rapide (profil en inox).

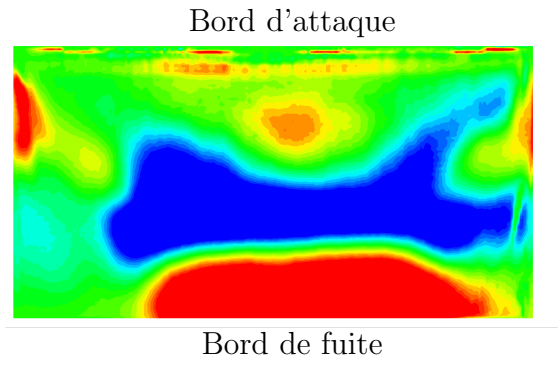
De façon à obtenir plus de détails sur la nature de la dynamique de poche, les images de caméra rapide sont aussi utilisées afin d'effectuer une décomposition en modes propres orthogonaux. La méthode spectrale SPOD proposée par Towne et al. [316] (cf annexe A) est utilisée, car les modes obtenus décrivent des structures cohérentes en temps et en espace et sont donc particulièrement adaptés à l'étude de structures convectées comme les nuages de vapeur. La méthode repose sur la décomposition en valeurs singulières de la matrice des densités spectrales croisées. La SPOD peut être considérée comme l'équivalent de la POD classique appliquée dans le domaine fréquentiel. Cette décomposition permet d'obtenir un ensemble de vecteurs propres à une fréquence donnée ainsi qu'un spectre fréquentiel des valeurs propres associées. Les spectres des premières valeurs propres λ_1 obtenues pour différents paramètres de cavitation σ sont présentés en figure II.22b. Ces spectres permettent de déterminer les fréquences caractéristiques de la poche de cavitation. Le premier mode correspondant à la fréquence des lâchers des nuages $f = 34\text{Hz}$ pour $\sigma = 1.41$ est présenté en figure II.23b. Bien que cette décomposition porte sur les niveaux de gris et ne peut donc pas être directement reliée aux variables physiques de l'écoulement, les modes propres permettent de retrouver les principales dynamiques de la poche de cavitation.

II.8 Bilan

Plusieurs moyens de mesures ont été mis en oeuvre pour l'approche expérimentale. Pour le profil rigide, les coefficients de portance et de traînée sont évalués à l'aide de la balance hydrodynamique. Des acquisitions PIV permettent d'une part d'obtenir les champs de vitesse autour du profil, et d'autre part de confirmer les mesures d'efforts de la balance à l'aide des méthodes présentées en section II.4.4. La réponse du profil flexible est principalement étudiée à partir de mesures de télémétrie pour les déformations statiques, et de mesures de vibrométries pour identifier les fréquences et formes modales



(a) Image de la poche de cavitation.



(b) Premier mode à une fréquence de 34 Hz.

FIGURE II.23 – Exemple de mode propre issu de l'analyse SPOD des images de caméra rapide ($\sigma = 1.41$, profil en inox).

en écoulement. De plus, ces mesures sont confrontées aux images issues de caméras rapides, pour valider les résultats expérimentaux. Dans les cas d'écoulements cavitants, les images de caméras permettent aussi d'analyser les dynamiques de poches par SPOD. Les fréquences des lâchers de nuages de vapeurs sont également mesurées par vibrométrie pour le profil flexible. Des mesures des champs de vitesses par TR-PIV ont aussi été mises en place pour les écoulements cavitants autour du profil flexible.

Chapitre III

Méthodes numériques

Sommaire

III.1 Approche partitionnée pour la résolution du problème couplé	88
III.2 Résolution du problème fluide	89
III.2.1 Equations de Navier-Stokes en moyenne de Reynolds	89
III.2.2 Modélisation de la turbulence	92
III.2.3 Modélisation de la cavitation	96
III.2.4 Méthode des volumes finis et schémas de discrétisation	101
III.2.5 Algorithme de couplage vitesse-pression	110
III.2.6 Conditions aux limites et résolution des systèmes linéaires	110
III.3 Approche modale pour les calculs avec interactions fluide-structure	113
III.3.1 Formulation du problème structure	113
III.3.2 Décomposition modale par méthode des éléments finis	114
III.3.3 Obtention des fréquences et modes propres avec Abaqus	117
III.4 Couplage fluide-structure dans ISIS-CFD	118
III.4.1 Déformation du maillage fluide	118
III.4.2 Interpolation à l'interface fluide-structure	123
III.4.3 Conditions aux limites de transpiration	123
III.4.4 Stratégie de couplage	124
III.5 Bilan	129

Préambule :

Ce chapitre décrit les modèles et méthodes de discrétisation utilisés pour les simulations numériques. La stratégie de résolution repose sur l'utilisation de deux codes, l'un pour le problème fluide et l'autre pour le problème structure. Le solveur ISIS-CFD est développé par l'équipe Modélisation des Ecoulements Turbulents à Hauts Reynolds Incompressibles et Couplages (METHRIC) du LHEEA, spécialisée dans la simulation numérique en hydrodynamique navale. Le code est valorisé par la société CADENCE DESIGN SYSTEMS dans la suite logicielle FINETM/Marine, qui propose de nombreuses fonctionnalités telles que le raffinement automatique de maillage ou l'utilisation de maillages glissants ou à recouvrement, ainsi que de nombreux modèles de turbulence (RANSE, IDDES, ...) et de cavitation. Pour les calculs avec interaction fluide-structure le solveur modal du code ISIS-CFD doit être alimenté avec les résultats d'une analyse modale de la structure. L'analyse modale peut être réalisée à l'aide de différents codes structures. Dans cette thèse, le logiciel commercial Abaqus (Dassault Systèmes) est utilisé. La méthode des éléments finis permet d'obtenir les modes propres du profil flexible, qui sont ensuite utilisés par le solveur ISIS-CFD pour les simulations avec interaction fluide-structure.

III.1 Approche partitionnée pour la résolution du problème couplé

La résolution du problème couplé repose sur une décomposition en sous-domaines du domaine initial. Les interactions entre le fluide et la structure étant localisées à l'interface Γ , cette décomposition se fait naturellement en considérant un sous-domaine structure Ω_s et un sous-domaine fluide Ω_f . Les approches partitionnées classiques reposent sur l'utilisation de deux codes distincts sur les deux sous-domaines. Dans le cas d'un couplage fort, les deux codes doivent communiquer entre eux à chaque pas de temps pour s'échanger les grandeurs nécessaires à la résolution des équations sur chaque sous-domaine (figure III.1).

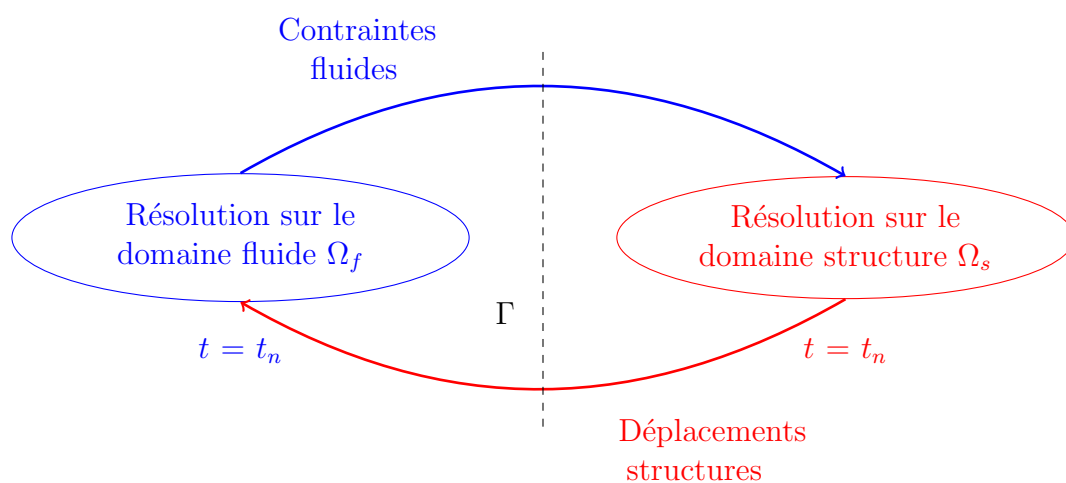


FIGURE III.1 – Diagramme de couplage implicite pour l'approche partitionnée utilisée.

Les équations à résoudre sur le domaine fluide sont non-linéaires et nécessitent une procédure itérative de Picard pour assurer la convergence à chaque pas de temps. Au

contraire, l'approche modale utilisée pour le problème structure ne nécessite que la résolution d'équations linéaires à chaque pas de temps. Un couplage implicite interne est naturellement obtenu en mettant à jour les déplacements de la structure à chaque itération de Picard du problème fluide.

Les sections suivantes présentent les méthodes numériques utilisées d'une part pour la résolution du problème fluide (section III.2) et d'autre part pour celles du problème structure (section III.3). Les problématiques spécifiques au couplage telles que les échanges à l'interface ou les déformations de maillages sont présentées dans la section III.4.

III.2 Résolution du problème fluide

III.2.1 Equations de Navier-Stokes en moyenne de Reynolds

Les équations de Navier-Stokes regroupent les lois de conservation appliquées à la masse, la quantité de mouvement et l'énergie. Dans le cadre de cette thèse les échanges thermiques et radiatifs sont négligés et la conservation de l'énergie peut être omise du système d'équations. Cette section présente les équations de conservation de masse et de quantité de mouvement en moyenne de Reynolds (RANSE) pour un fluide monophasique. Le bilan local de masse s'écrit sous la forme :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{U}) = 0 \quad (\text{III.1})$$

L'équation de conservation de quantité de mouvement ($\rho \mathbf{U}$) est donnée par :

$$\frac{\partial(\rho \mathbf{U})}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \underline{\mathbf{U}} \underline{\mathbf{U}}) = \nabla \cdot \underline{\underline{\boldsymbol{\sigma}}} + \mathbf{f} \quad (\text{III.2})$$

où le terme source \mathbf{f} regroupe les forces volumiques s'appliquant au fluide. La formulation précédente est appelée forme conservative et une formulation équivalente est obtenue en injectant l'équation (III.1) dans l'équation (III.2) :

$$\rho \frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t} + \rho (\mathbf{U} \cdot \nabla)(\mathbf{U}) = \nabla \cdot \underline{\underline{\boldsymbol{\sigma}}} + \mathbf{f} \quad (\text{III.3})$$

Le tenseur des contraintes $\underline{\underline{\boldsymbol{\sigma}}}$ peut être décomposé en une composante isotrope, qui correspond à la pression p , et la composante déviatorique $\underline{\underline{\boldsymbol{\Sigma}}}$ qui correspond aux contraintes de cisaillement dues à la viscosité :

$$\underline{\underline{\boldsymbol{\sigma}}} = -p \underline{\underline{\mathbf{I}}} + \underline{\underline{\boldsymbol{\Sigma}}}$$

L'eau est un fluide newtonien, la contrainte visqueuse est donc proportionnelle au cisaillement :

$$\underline{\underline{\boldsymbol{\Sigma}}} = \mu(\underline{\underline{\nabla}} \mathbf{U} + \underline{\underline{\nabla}} \mathbf{U}^T) - \frac{2}{3} \mu (\nabla \cdot \mathbf{U}) \underline{\underline{\mathbf{I}}} = 2\mu \left(\underline{\underline{\mathbf{D}}} - \frac{1}{3} (\nabla \cdot \mathbf{U}) \underline{\underline{\mathbf{I}}} \right)$$

où μ est la viscosité dynamique du fluide et $\underline{\underline{\mathbf{D}}}$ est le tenseur des déformations. En supposant que la viscosité est constante on obtient finalement l'expression classique de la conservation de quantité de mouvement :

$$\rho \frac{\partial(\mathbf{U})}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \underline{\underline{\mathbf{U}} \underline{\underline{\mathbf{U}}})} = -\nabla p + \mu \Delta \mathbf{U} + \mathbf{f} \quad \text{avec} \quad p \leftarrow p + \frac{2}{3} \mu (\nabla \cdot \mathbf{U}) \quad (\text{III.4})$$

La décomposition de Reynolds suppose qu'une quantité ϕ peut être décomposée en une moyenne statistique $\overline{\phi}$ et un terme de fluctuation ϕ' :

$$\phi = \overline{\phi} + \phi' \quad (\text{III.5})$$

tels que :

$$\overline{\overline{\phi}} = \overline{\phi} \quad \text{et} \quad \overline{\phi'} = 0$$

En utilisant l'hypothèse de processus ergodique, la moyenne de Reynolds peut s'écrire comme une moyenne temporelle :

$$\overline{\phi(\mathbf{x}, t)} = \overline{\phi(\mathbf{x})} = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_t^{t+T} \phi(\mathbf{x}, t) dt$$

On considère maintenant un fluide monophasique incompressible. En appliquant la décomposition (III.5) aux équations (III.1) et (III.4) on obtient le système suivant :

$$\begin{aligned} \nabla \cdot \overline{\mathbf{U}} &= 0 \\ \rho(\overline{\mathbf{U}} \cdot \nabla)(\overline{\mathbf{U}}) &= -\nabla \overline{p} + \mu \Delta \overline{\mathbf{U}} + \nabla \cdot \underline{\underline{\tau}}^R + \overline{\mathbf{f}} \end{aligned} \quad (\text{III.6})$$

L'équation moyennée est similaire à l'équation (III.4), dans laquelle l'accélération temporelle est supprimée et un terme dépendant de la divergence du tenseur des contraintes de Reynolds $\underline{\underline{\tau}}^R$ est ajouté. Le tenseur de Reynolds est composé des corrélations croisées des fluctuations de vitesse et s'écrit :

$$\underline{\underline{\tau}}^R = -\rho \underline{\underline{\mathbf{U}'\mathbf{U}'}} = -\rho \begin{pmatrix} \overline{u'_x u'_x} & \overline{u'_x u'_y} & \overline{u'_x u'_z} \\ \overline{u'_y u'_x} & \overline{u'_y u'_y} & \overline{u'_y u'_z} \\ \overline{u'_z u'_x} & \overline{u'_z u'_y} & \overline{u'_z u'_z} \end{pmatrix}$$

Ce tenseur introduit donc 6 nouvelles inconnues aux équations de Navier-Stokes. Il rend compte de l'effet de la turbulence sur l'écoulement moyen. Bien qu'il soit possible de développer des équations exactes pour les contraintes de Reynolds, ces équations font intervenir de nouvelles inconnues, correspondant aux moyennes des triples produits croisés. Pour pouvoir résoudre numériquement les équations de Navier-Stokes, il est donc nécessaire d'utiliser des modèles de turbulence, comme présenté dans la prochaine section.

Les équations précédentes ne font plus intervenir la variable temporelle et leurs solutions sont donc stationnaires. Pour des écoulements instationnaires, comme les écoulements cavitants, une formulation légèrement différente peut être utilisée. On parle alors d'équations URANSE (Unsteady Reynolds Averaged Navier-Stokes Equations). Ces équations supposent que les échelles de temps de la turbulence sont très petites devant les temps caractéristiques de l'écoulement. Dans ce cas, la moyenne de Reynolds utilisée est :

$$\overline{\phi(\mathbf{x}, t)} = \overline{\phi(\mathbf{x})} = \frac{1}{T} \int_t^{t+T} \phi(\mathbf{x}, t) dt \quad (\text{III.7})$$

où T est une durée appropriée, permettant de faire la distinction entre les hautes fréquences dues à la turbulence et les basses fréquences que l'on veut résoudre. Les

équations de conservation de la masse et de la quantité de mouvement sont modifiées pour prendre en compte les dérivées temporelles :

$$\begin{aligned}\nabla \cdot \bar{\mathbf{U}} &= 0 \\ \rho \frac{\partial \bar{\mathbf{U}}}{\partial t} + \rho(\bar{\mathbf{U}} \cdot \nabla)(\bar{\mathbf{U}}) &= -\nabla \bar{p} + \mu \Delta \bar{\mathbf{U}} + \nabla \cdot \underline{\underline{\boldsymbol{\tau}}}^R + \bar{\mathbf{f}}\end{aligned}\tag{III.8}$$

Ces équations sont généralement considérées valides lorsque les frontières du domaine fluide sont soumises à des variations sur des périodes longues comparées aux échelles de la turbulence. Que ce soit dans les équations (III.8) ou dans les modèles de turbulence, la quantité T dans l'équation (III.7) n'intervient pas. Cela suppose que la totalité des fluctuations turbulentes est modélisée par les modèles de turbulence. La validité de cette hypothèse peut être questionnée dans le cas d'écoulements cavitants, où les fluctuations des poches de vapeur peuvent être de l'ordre des échelles turbulentes. Toutefois les modèles URANSE permettent de prédire correctement les principales caractéristiques de ces écoulements complexes, comme détaillé dans les prochains chapitres.

Notons que la simplification de l'équation de conservation de la masse en condition de divergence nulle sur la vitesse (équation (III.6)) est due à l'hypothèse d'un fluide incompressible. De même, l'équation (III.6) n'est valide que dans le cas où la masse volumique ρ est constante. Pour un problème multiphasique, comme c'est le cas pour les écoulements cavitants, il faut considérer la moyenne de Favre définie par :

$$\hat{\phi}(\mathbf{x}, t) = \frac{\overline{\rho(\mathbf{x}, t)\phi(\mathbf{x}, t)}}{\overline{\rho(\mathbf{x}, t)}}$$

La moyenne de Favre correspond donc à une moyenne temporelle pondérée par la masse volumique moyenne. On peut écrire la décomposition :

$$\phi(\mathbf{x}, t) = \hat{\phi}(\mathbf{x}, t) + \phi''(\mathbf{x}, t)$$

Pour un fluide multiphasique, les équations (III.6) deviennent :

$$\begin{aligned}\frac{\partial \hat{\rho}}{\partial t} + \nabla \cdot (\hat{\rho} \hat{\mathbf{U}}) &= 0 \\ \frac{\partial \hat{\rho}}{\partial t} + \nabla \cdot (\hat{\rho} \underline{\underline{\hat{\mathbf{U}} \hat{\mathbf{U}}}}) &= -\nabla \bar{p} + \mu \Delta \bar{\mathbf{U}} - \nabla \cdot \underline{\underline{\rho \mathbf{U}'' \mathbf{U}''}} + \bar{\mathbf{f}}\end{aligned}\tag{III.9}$$

Dans ce cas, les équations portent sur les moyennes de Favre des vitesses et les moyennes de Reynolds de la pression et de la masse volumique. Le tenseur des contraintes de Reynolds est remplacé par un tenseur similaire, mais faisant cette fois intervenir les fluctuations \mathbf{U}'' de la moyenne de Favre. Ces équations sont semblables aux équations pour un fluide monophasique incompressible. En supposant que les modèles de turbulence RANSE sont valides pour modéliser le tenseur des contraintes turbulentes en moyenne de Favre, le solveur ISIS-CFD peut être utilisé pour résoudre des écoulements multiphasiques cavitants. Les champs de vitesses prédits par le solveur seront dans ce cas des moyennes de Favre, au lieu des moyennes de Reynolds obtenues dans le cas incompressible. Des développements détaillés sur les formulations des équations de Navier-Stokes pour des écoulements multiphasiques sont donnés dans la thèse de Politis [317]. Dans la suite, les barres symbolisant les valeurs moyennes sont omises dans un souci de clarté.

III.2.2 Modélisation de la turbulence

Afin de pouvoir résoudre les équations présentées dans la section précédente, deux stratégies sont habituellement considérées pour prendre en compte l'influence de la turbulence. La première solution consiste à modéliser le tenseur de Reynolds avec l'hypothèse de Boussinesq. Les modèles de turbulence les plus répandus tels que celui de Spalart Allmaras [318], les modèles $k - \epsilon$ (Jones [319]) ou $k - \omega$ (Wilcox [320]), sont basés sur cette approche. Le modèle $k - \omega$ SST de Menter, appartenant à cette première catégorie, est présenté dans la prochaine section. La deuxième stratégie s'appuie sur la modélisation de chaque contrainte du tenseur de Reynolds. Une présentation du modèle EASM (Explicit Algebraic Stress Model) présent dans le solveur ISIS-CFD est proposée dans la seconde partie de cette section. Quelques simulations ont été réalisées avec le modèle de transition disponible dans ISIS-CFD. Ce modèle, basé sur celui proposé par Menter et al. [321] est décrit dans l'annexe C.

III.2.2.a L'hypothèse de Boussinesq

De la même façon que les contraintes $\underline{\underline{\sigma}}$ sont décomposées en deux composantes, correspondant aux efforts de compression de la pression et aux efforts de cisaillement dus à la viscosité, les contraintes turbulentes peuvent être considérées comme la somme de deux contributions :

$$\underline{\underline{\tau}}^R = \frac{1}{3} \text{Tr}(\underline{\underline{\tau}}^R) \underline{\underline{\mathbf{I}}} + \underline{\underline{\Sigma}}_{\text{turb}}$$

Le premier terme du membre de droite peut être écrit en fonction de l'énergie cinétique turbulente k :

$$\frac{1}{3} \text{Tr}(\underline{\underline{\tau}}^R) \underline{\underline{\mathbf{I}}} = \frac{2}{3} \rho k \underline{\underline{\mathbf{I}}} \quad \text{avec} \quad k = \frac{1}{2} (\overline{u'_x u'_x} + \overline{u'_y u'_y} + \overline{u'_z u'_z})$$

L'hypothèse de Boussinesq consiste à écrire le déviateur des contraintes turbulentes de façon similaire aux contraintes visqueuses pour un fluide newtonien :

$$\underline{\underline{\Sigma}}_{\text{turb}} = 2\mu_t \left(\underline{\underline{\mathbf{D}}} - \frac{1}{3} (\nabla \cdot \mathbf{U}) \underline{\underline{\mathbf{I}}} \right)$$

où μ_t est une quantité appelée viscosité turbulente. Physiquement, cela revient à considérer que la turbulence a tendance à mélanger l'écoulement de façon comparable à la diffusion produite par les contraintes visqueuses. Grâce à l'hypothèse de Boussinesq, le nombre d'inconnues liées à la turbulence est réduit des six composantes du tenseur de Reynolds à deux inconnues, l'énergie cinétique turbulente k et la viscosité turbulente μ_t . Notons que le terme lié à l'énergie cinétique turbulente peut être regroupé avec la pression :

$$p \leftarrow p + \frac{2}{3} \rho k$$

L'analyse dimensionnelle permet d'exprimer la viscosité turbulente en fonction de différents paramètres :

$$\mu_t \sim \rho l_t \sqrt{k}$$

où l_t est une longueur caractéristique de la turbulence à estimer. Une autre formulation introduit la quantité ϵ qui correspond au taux de dissipation de l'énergie turbulente par les contraintes visqueuses :

$$\mu_t \sim \rho \frac{k^2}{\epsilon}$$

Une formulation alternative fait apparaître le taux de dissipation turbulente ω qui correspond au taux auquel l'énergie turbulente est transformée en énergie thermique :

$$\mu_t \sim \rho \frac{k}{\omega}$$

Afin d'obtenir les quantités k , ϵ ou ω , il est nécessaire d'ajouter des équations de transport aux équations RANSE. On parle alors de modèles à une ou deux équations, en fonction du nombre de grandeurs utilisées pour calculer la viscosité turbulente. De nombreux modèles et leurs variants ont été développés depuis la fin du siècle dernier. Les modèles à deux équations dérivés du modèle $k - \epsilon$, proposé par Jones et Launder [319], ou dérivés du modèle $k - \omega$ de Wilcox [320], figurent parmi les plus populaires. Le modèle $k - \omega$ SST de Menter [322], issu de ces deux modèles, est présenté dans la prochaine section.

III.2.2.b Le modèle $k - \omega$ SST de Menter

Comme suggéré précédemment, un couple de deux variables, k et ϵ ou k et ω , permet de décrire l'influence de la turbulence sur l'écoulement moyen. Deux équations supplémentaires sont donc nécessaires aux équations RANSE. Dans les deux cas, ces équations sont construites de la même façon, en faisant apparaître un terme de production P , un terme de dissipation D et un terme de diffusion. Pour une quantité ϕ l'équation générique s'écrit :

$$\frac{\partial(\rho\phi)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho\mathbf{U}\phi) = P_\phi + D_\phi + \nabla \cdot (\mu_{\text{eff}} \nabla \phi)$$

Alors que les modèles $k - \epsilon$ donnent de bons résultats lorsque l'écoulement rencontre peu de cisaillement, ces modèles peinent pour des écoulements présentant des gradients de pression adverses. De plus, ils nécessitent des fonctions de *damping* pour limiter la viscosité turbulente dans les couches limites près des parois. Ces inconvénients ont motivé le développement des modèles $k - \omega$. En effet, ces derniers sont facilement appliqués près des parois et donnent de meilleurs résultats pour des écoulements avec séparation. Cependant les modèles $k - \omega$ sont très sensibles aux conditions imposées aux frontières, ce qui n'est pas le cas des modèles $k - \epsilon$. L'intérêt du modèle $k - \omega$ SST de Menter [322] réside dans la combinaison des avantages des deux catégories de modèles. En utilisant des fonctions de *blending*, ce modèle permet d'utiliser une formulation analogue au modèle $k - \epsilon$ loin des parois et au modèle $k - \omega$ dans les couches limites. Le modèle présenté par Menter en 2003 [323] est utilisé dans cette thèse, car pour notre cas test le modèle original de 1994 [322] surestime significativement la séparation de l'écoulement due aux parois latérales de la veine d'essais.

Les équations du modèle pour l'énergie cinétique turbulente et le taux de dissipation

sont :

$$\begin{aligned}
\frac{\partial(\rho k)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{U} k) &= \tilde{P} - \beta^* \rho k \omega + \nabla \cdot ((\mu + \sigma_k \mu_t) \nabla k) \\
\frac{\partial(\rho \omega)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{U} \omega) &= \alpha \rho S^2 - \beta \rho \omega^2 + \nabla \cdot ((\mu + \sigma_\omega \mu_t) \nabla \omega) \\
&\quad + 2(1 - F_1) \rho \sigma_{\omega 2} \frac{1}{\omega} \nabla k \cdot \nabla \omega
\end{aligned} \tag{III.10}$$

où F_1 est une fonction de *blending*, permettant le passage du modèle $k - \epsilon$ loin des parois ($F_1 = 0$) au modèle $k - \omega$ près des parois ($F_1 = 1$). Les constantes β^* et $\sigma_{\omega 2}$ sont respectivement égales à 0.09 et 0.856. Les autres constantes $\alpha, \beta, \sigma_k, \sigma_\omega$, sont calculées à partir des constantes des modèles $k - \omega$ et $k - f$ classiques, à l'aide de la relation générique :

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

avec ϕ_1 la constante du modèle $k - \omega$ et ϕ_2 la constante du modèle $k - \epsilon$. La fonction F_1 est définie par :

$$F_1 = \tanh \left[\left(\min \left(\max \left(\frac{\sqrt{k}}{\beta^* \omega y}, \frac{500 \mu}{y^2 \rho \omega} \right), \frac{4 \rho \sigma_{\omega 2} k}{\text{CD}_{k\omega} y^2} \right) \right)^4 \right]$$

où y représente la distance minimale à une paroi et $\text{CD}_{k\omega}$ est donnée par :

$$\text{CD}_{k\omega} = \max \left(2 \rho \sigma_{\omega 2} \frac{1}{\omega} \nabla k \cdot \nabla \omega, 10^{-10} \right)$$

En utilisant la convention de sommation d'Einstein, le terme de production de l'équation pour l'énergie cinétique turbulente est défini par :

$$\tilde{P} = \min \left(\mu_t \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right), 10 \beta^* \rho k \omega \right)$$

La viscosité turbulente est calculée en utilisant la relation suivante :

$$\mu_t = \frac{\rho a_1 k}{\max(a_1 \omega, S F_2)}$$

avec $a_1 = 0.31$ et $S = \sqrt{2 D_{ij} D_{ij}}$ un invariant du taux de déformation. La deuxième fonction de *blending* F_2 est donnée par :

$$F_2 = \tanh \left(\max \left(\frac{2\sqrt{k}}{\beta^* \omega y}, \frac{500 \mu}{y^2 \rho \omega} \right)^2 \right)$$

Pour plus de détails à propos du modèle $k - \omega$ SST de Menter, le lecteur peut se référer aux publications originales de 1994 [322] et 2003 [323].

III.2.2.c Le modèle EASM (Explicit Algebraic Stress Model)

A partir de l'expression de l'énergie cinétique turbulente, il est possible d'obtenir un système d'équations pour les composantes du tenseur de Reynolds $\tau_{ij} = \overline{u'_i u'_j}$. En utilisant la notation indicielle, ces équations sont de la forme :

$$\frac{\partial(\rho\tau_{ij})}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_k}(\rho u_k \tau_{ij}) = P_{ij} + \Phi_{ij} - \epsilon_{ij} + D_{ij} \quad (\text{III.11})$$

Le terme de production P_{ij} est exact et s'écrit :

$$P_{ij} = -\rho \left(\tau_{jk} \frac{\partial u_i}{\partial x_k} + \tau_{ik} \frac{\partial u_j}{\partial x_k} \right)$$

En utilisant le modèle de Daly et Harlow [324], le terme de dissipation D_{ij} s'écrit :

$$D_{ij} = \frac{\partial}{\partial x_k} \left(C_s \frac{k}{\epsilon} \tau_{kl} \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_l} + \nu \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_k} \right)$$

avec une constante $C_s = 0.22$. Le terme Φ_{ij} représente la corrélation entre pression et déformation, et est modélisé en utilisant l'expression proposée par Speziale et al. [325] :

$$\begin{aligned} \Phi_{ij} = - \left(C_1^0 + C_1^1 \frac{P}{\epsilon} \right) \epsilon b_{ij} + C_2 k S_{ij} + C_2 k \left(b_{ik} S_{jk} + b_{jk} S_{ik} - \frac{2}{3} b_{mn} S_{mn} \delta_{ij} \right) \\ - C_4 k (b_{ik} W_{kj} - W_{ik} b_{kj}) \end{aligned}$$

avec les constantes $C_1^0 = 3.4$, $C_1^1 = 1.8$, $C_2 = 0.36$, $C_3 = 1.25$ et $C_4 = 0.4$. Le tenseur des vitesses de déformations S_{ij} et le tenseur de vorticité W_{ij} sont définis par :

$$S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right), \quad W_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right)$$

L'équation régissant l'énergie cinétique turbulente k est déduite de l'équation (III.11) pour $i = j$, et s'écrit sous la forme suivante :

$$\frac{Dk}{Dt} = P_k - \epsilon + D \quad (\text{III.12})$$

où $P_k = -\tau_{ik} \frac{\partial u_i}{\partial x_k}$ et $D = D_{ii}/2$. En combinant les équations (III.11) et (III.12), les composantes anisotropes du tenseur de Reynolds, définies par $b_{ij} = \frac{\tau_{ij}}{2k} - \frac{1}{3} \delta_{ij}$ satisfont les équations :

$$\begin{aligned} \frac{Db_{ij}}{Dt} - \frac{1}{2k} \left(D_{ij} - \frac{\tau_{ij}}{k} D \right) = - \frac{\epsilon}{k} \left[\left(1 + \frac{C_1^1}{2} \right) \frac{P}{\epsilon} + \frac{C_1^0}{2} - 1 \right] b_{ij} - \frac{1}{2} \left(\frac{4}{3} - C_2 \right) S_{ij} \\ - \frac{1}{2} (2 - C_3) \left(b_{ik} S_{jk} + b_{jk} S_{ik} - \frac{2}{3} b_{mn} S_{mn} \delta_{ij} \right) \\ + \frac{1}{2} (2 - C_4) (b_{ik} W_{kj} - b_{kj} W_{ik}) \end{aligned} \quad (\text{III.13})$$

Afin de ne pas résoudre ces équations complexes, une expression analytique peut être développée pour les composantes anisotropes du tenseur de Reynolds. Les hypothèses simplificatrices utilisées sont données par Rumsey et Gatski [326], et le tenseur de Reynolds peut être obtenu de façon explicite par la relation :

$$\tau_{ij} = \frac{2}{3}k\delta_{ij} - 2\nu_t \left(S_{ij} + a_2a_4(S_{ik}W_{kj} - W_{ik}S_{kj}) - 2a_3a_4(S_{ik}S_{kj} - \frac{1}{3}S_{mn}S_{mn}\delta_{ij}) \right)$$

La viscosité cinématique turbulente ν_t , apparaissant dans l'équation précédente, est calculée à l'aide de la relation :

$$\nu_t = \max \left(-k\alpha_1, 0.0005\frac{k}{\omega} \right)$$

La constante α_1 est obtenue par résolution d'une équation cubique faisant intervenir l'échelle de temps caractéristique de la turbulence $\tau = \frac{1}{\omega}$. Le calcul du tenseur de Reynolds nécessite donc de connaître les valeurs de l'énergie cinétique turbulente et du taux de dissipation turbulente ω . Ces quantités sont obtenues en utilisant un modèle $k - \omega$, pour lequel le terme de production est modifié pour prendre en compte la contribution non-linéaire du tenseur de Reynolds. Pour plus de détails, le lecteur peut se référer aux travaux de Rumsey et Gatski [326].

III.2.3 Modélisation de la cavitation

III.2.3.a Equation de transport pour la cavitation

Pour des écoulements cavitants, le solveur ISIS-CFD considère le mélange diphasique comme un unique fluide, dont les propriétés physiques sont variables en temps et en espace. La viscosité et la masse volumique du mélange sont estimées grâce aux fractions volumiques de vapeur α_v et de liquide α_l . Les définitions suivantes sont adoptées :

$$\begin{aligned} \rho_f &= \alpha_l\rho_l + \alpha_v\rho_v \\ \mu_f &= \alpha_l\mu_l + \alpha_v\mu_v \\ \alpha_l + \alpha_v &= 1 \end{aligned}$$

En injectant ces relations dans l'équation de conservation de la masse (III.9), une équation portant sur α_v peut être obtenue :

$$\frac{\partial\alpha_v}{\partial t} + \nabla \cdot (\alpha_v \mathbf{U}) = \frac{\rho_l}{\rho_l - \rho_v} \nabla \cdot \mathbf{U} = S_v \quad (\text{III.14})$$

D'après l'équation précédente le volume de vapeur augmente pour $S_v > 0$, et la vapeur se condense pour $S_v < 0$. Cette expression peut être transformée pour faire apparaître la dérivée matérielle de la fraction volumique $\frac{D\alpha_v}{Dt}$:

$$\underbrace{\frac{\partial\alpha_v}{\partial t} + \mathbf{U} \cdot \nabla\alpha_v}_{\frac{D\alpha_v}{Dt}} + \alpha_v \nabla \cdot \mathbf{U} = S_v \quad \rightarrow \quad S_v = \frac{\rho_l}{\rho_f} \frac{D\alpha_v}{Dt} \quad (\text{III.15})$$

On peut remarquer que dans le cas d'écoulements cavitants, le champ de vitesse n'est plus à divergence nulle :

$$\nabla \cdot \mathbf{U} = \frac{\rho_l - \rho_v}{\rho_l} S_v \quad (\text{III.16})$$

Notons que des équations similaires auraient pu être obtenues en choisissant de travailler avec la fraction volumique de liquide.

L'équation (III.14) peut être résolue pour obtenir la distribution de fraction volumique. Cependant, l'accélération matérielle de la fraction volumique de vapeur n'est pas connue *a priori*, et il est nécessaire de modéliser le terme source S_v . La majorité des modèles de cavitation reposent sur une analyse dimensionnelle, ou sont dérivés de l'équation de Rayleigh simplifiée. Dans la plupart des modèles, le signe du terme source S_v contrôlant la vaporisation et la condensation, est donné par le signe de la différence entre la pression du mélange et la pression de vapeur saturante p_{vap} . Certains modèles utilisent la même expression pour le terme source lors de la vaporisation et de la condensation, alors que d'autres introduisent une asymétrie en utilisant des coefficients empiriques. Dans la prochaine section, certains des modèles de cavitation qui ont été testés dans cette thèse sont présentés.

III.2.3.b Les modèles de cavitation

Trois modèles de cavitation sont disponibles dans le solveur ISIS-CFD. Les modèles de Merkle [205] et de Kunz [204] s'appuient sur l'analyse dimensionnelle et contiennent des termes sources qui varient linéairement avec la pression. Le modèle de Sauer [200], inspiré de l'équation de Rayleigh, dépend de la racine carrée de la pression. Plusieurs variants du modèle de Sauer ont été implémentés en utilisant des bibliothèques dynamiques qui permettent de les utiliser pour la résolution de la fraction volumique de vapeur. Les trois modèles proposés par défaut dans le solveur et une partie des modèles additionnels testés sont présentés dans cette section.

Le modèle de Merkle

Dans le modèle de Merkle, l'expression du terme source S_v est différente dans le cas de la vaporisation et de la condensation :

$$S_v = \frac{C_{\text{vap}}}{t_\infty} \frac{\rho_l}{\rho_v} \left(\frac{|p_{\text{vap}} - p|}{0.5\rho_l U_\infty^2} \right) (1 - \alpha_v) \quad \text{si } p < p_{\text{vap}}$$

$$S_v = -\frac{C_{\text{cond}}}{t_\infty} \left(\frac{|p_{\text{vap}} - p|}{0.5\rho_l U_\infty^2} \right) \alpha_v \quad \text{si } p > p_{\text{vap}}$$

Les quantités t_∞ , U_∞ sont les temps et vitesse caractéristiques de l'écoulement. Dans le cas de la vaporisation ou de la condensation, les termes sources varient linéairement avec la pression. Lors de la phase de condensation, les vitesses induites par l'implosion des bulles de vapeur peuvent devenir très importantes. Les coefficients empiriques C_{vap} et C_{cond} permettent de rendre compte de ce phénomène, en considérant un terme source plus important dans le cas de la condensation que lors de la vaporisation. Les valeurs proposées par Merkle et al. [205], et utilisées par défaut dans le solveur fluide sont :

$$C_{\text{vap}} = 1$$

$$C_{\text{cond}} = 80$$

Le modèle de Kunz

Le modèle de Kunz [204] est similaire au modèle de Merkle lors de la vaporisation, mais contient un terme source indépendant de la pression pour la condensation. Lorsque la pression est supérieure à la pression de vapeur saturante p_{vap} , le terme source est basé

sur une forme simplifiée du potentiel de Ginzburg-Landau et fait apparaître le carré de la fraction volumique de vapeur.

$$S_v = \frac{C_{\text{vap}}}{0.5\rho_l U_\infty^2 t_\infty} \max(0, p_{\text{vap}} - p)(1 - \alpha_v) \quad \text{si } p < p_{\text{vap}}$$

$$S_v = -\frac{C_{\text{cond}}}{t_\infty} (1 - \alpha_v)^2 \alpha_v \quad \text{si } p > p_{\text{vap}}$$

Les coefficients empiriques C_{vap} et C_{cond} proposés par Kunz et al. [204] sont tous deux égaux à 100. Les coefficients utilisés par défaut dans le solveur fluide sont issus du travail d'optimisation de Morgut et al. [327] pour différents écoulements cavitants :

$$C_{\text{vap}} = 4100$$

$$C_{\text{cond}} = 455$$

Le modèle de Sauer

Le modèle de Sauer [200] est basé sur l'équation de Rayleigh-Plesset, qui décrit la dynamique d'une bulle de vapeur, soumise à une pression constante dans un milieu infini. En considérant que dans un volume V la densité de bulles est n_b et que toutes les bulles ont le même rayon R , la fraction volumique de vapeur peut s'écrire :

$$\alpha_v = \frac{V_{\text{vap}}}{V} = \frac{4}{3}\pi R^3 n_b$$

En dérivant l'expression précédente par rapport au temps, on obtient :

$$\frac{d\alpha_v}{dt} = 4\pi R^2 n_b \frac{dR}{dt} + \frac{4}{3}\pi R^3 \frac{dn_b}{dt} \quad (\text{III.17})$$

Dans le modèle de Sauer, la densité de bulles n_b est considérée comme variant linéairement avec la fraction volumique de liquide :

$$n_b = n_0 \alpha_l = n_0 (1 - \alpha_v)$$

La constante n_0 représente la densité initiale de bulles dans la phase liquide. En injectant la relation précédente dans l'équation (III.17), la fraction volumique de vapeur ne dépend plus que du rayon des bulles R :

$$\alpha_v = \frac{\frac{4}{3}\pi R^3 n_0}{1 + \frac{4}{3}\pi R^3 n_0} \quad (\text{III.18})$$

En reprenant l'expression (III.15) et en utilisant (III.18), on obtient pour le terme source S_v :

$$S_v = \frac{3\rho_l}{\rho} \frac{\alpha_v (1 - \alpha_v)}{R} \frac{dR}{dt}$$

L'équation précédente n'est définie que pour un rayon R différent de zéro et le modèle nécessite donc de fournir une valeur minimale R_0 qui correspond à la taille caractéristique des bulles dans le liquide au repos. La dérivée temporelle du rayon des bulles est obtenue

grâce à l'équation de Rayleigh-Plesset. Pour une unique bulle au repos dans un milieu infini à la pression p_∞ , l'équation différentielle régissant le rayon de la bulle est :

$$R\ddot{R} + \frac{3}{2}\dot{R}^2 + \frac{4\nu_l}{R}\dot{R} + \frac{2\sigma}{\rho_l R} = \frac{(p_v - p_\infty)}{\rho_l} \quad \text{Equation de Rayleigh-Plesset}$$

où ν_l est la viscosité cinématique du fluide, σ la tension superficielle et p_v la pression de la vapeur à l'intérieur de la bulle. Cette équation non-linéaire peut en théorie être résolue numériquement. Toutefois en considérant le comportement asymptotique de la bulle et en négligeant les contributions de la tension superficielle, de la viscosité du fluide et de l'inertie à l'interface, une expression simplifiée pour \dot{R} s'écrit :

$$\dot{R} = \sqrt{\frac{2}{3} \frac{p_v - p_\infty}{\rho_l}}$$

Le modèle de Sauer [200] est finalement obtenu en considérant que la pression de la vapeur dans une bulle est égale à la pression de vapeur saturante, et que la pression p_∞ dans l'expression précédente peut être remplacée par la pression du solveur fluide p :

$$S_v = \text{signe}(p_{\text{vap}} - p) \frac{3\rho_l \alpha_v (1 - \alpha_v)}{\rho} \frac{1}{R} \sqrt{\frac{2}{3} \frac{|p_{\text{vap}} - p|}{\rho_l}} \quad (\text{III.19})$$

La valeur du rayon R est obtenue en utilisant l'équation (III.18) :

$$R = \sqrt[3]{\frac{\alpha_v}{(1 - \alpha_v)^{\frac{4}{3}} \pi n_0}}$$

Afin d'éviter une forme indéterminée lorsque α_v tend vers 1, la valeur de R est bornée à une valeur R_{max} . Notons que le facteur $\alpha_v(1 - \alpha_v)$ permet d'avoir un terme source nul lorsque le mélange est uniquement constitué de vapeur ou de liquide.

Au signe près, la même expression du terme source est employée pour la vaporisation et la condensation. Ce modèle ne fait pas intervenir de coefficients empiriques et ne dépend que de trois quantités physiques : la densité de bulles dans le liquide n_0 et les valeurs minimale et maximale du rayon R .

Le modèle de Zwart

Le modèle de Zwart [202] est aussi basé sur l'équation simplifiée de Rayleigh-Plesset, et fait donc apparaître la racine carrée de la pression.

$$S_v = F_{\text{vap}} \frac{3\alpha_{\text{nuc}}(1 - \alpha_v)}{R_B} \sqrt{\frac{2}{3} \frac{|p_{\text{vap}} - p|}{\rho_l}} \quad \text{si } p < p_{\text{vap}}$$

$$S_v = F_{\text{cond}} \frac{3\alpha_v}{R_B} \sqrt{\frac{2}{3} \frac{|p_{\text{vap}} - p|}{\rho_l}} \quad \text{si } p > p_{\text{vap}} \quad (\text{III.20})$$

Le terme source de vaporisation diffère de celui du modèle de Sauer car il ne fait pas intervenir le produit $\alpha_v(1 - \alpha_v)$ mais introduit une constante α_{nuc} égale à 5×10^{-4} . De plus, le rayon des bulles R_B est fixé à 10^{-6} m. Les deux constantes empiriques sont données par :

$$F_{\text{vap}} = 50$$

$$F_{\text{cond}} = 0.01$$

Le modèle de Asnaghi

Le modèle d'Asnaghi a pour objectif d'améliorer le modèle de Sauer en introduisant des quantités locales de l'écoulement dans le terme source. Dans les modèles précédents, le passage d'une phase de vaporisation à une phase de condensation est contrôlé par le signe de $p_{\text{vap}} - p$. Cependant Asnaghi et al. [203] remarquent que les contraintes visqueuses doivent elles aussi avoir une influence sur la poche de vapeur. Cette influence est prise en compte en définissant une pression seuil $p_{\text{threshold}}$ à la place de la pression de vapeur saturante employée dans le modèle de Sauer classique :

$$p_{\text{threshold}} = p_{\text{vap}} + \mu \sqrt{\underline{\underline{\mathbf{D}}}_{ij} \mathbf{D}_{ij}}$$

où μ est la viscosité du mélange et \mathbf{D}_{ij} sont les composantes du tenseur des déformations. Dans le cas d'un hydrofoil, le terme additionnel peut devenir non négligeable près du bord d'attaque, où les variations de vitesse sont importantes. Le modèle de Sauer est donc modifié en remplaçant p_{vap} par $p_{\text{threshold}}$:

$$\begin{aligned} S_v &= C_{\text{vap}} \frac{3\rho_l \alpha_v (1 - \alpha_v)}{\rho R} \sqrt{\frac{2}{3} \frac{|p_{\text{threshold}} - p|}{\rho_l}} \quad \text{si } p < p_{\text{threshold}} \\ S_v &= \frac{3\rho_l \alpha_v (1 - \alpha_v)}{\rho R} \sqrt{\frac{2}{3} \frac{|p_{\text{threshold}} - p|}{\rho_l}} \quad \text{si } p > p_{\text{threshold}} \end{aligned} \quad (\text{III.21})$$

Afin de prendre en compte l'influence de la turbulence sur les échelles temporelles caractéristiques de la cavitation, un coefficient C_{vap} est ajouté dans le terme source de vaporisation. De la même façon que pour les contraintes turbulentes avec l'hypothèse de Boussinesq, l'influence de la turbulence est modélisée à l'aide du tenseur des déformations $\underline{\underline{\mathbf{D}}}$:

$$C_{\text{vap}} = 1 + t_{\infty} \|\underline{\underline{\mathbf{D}}}\|_1$$

avec $\|\underline{\underline{\mathbf{D}}}\|_1$ la somme des valeurs absolues des éléments du tenseur des déformations.

Le modèle de Singhal

Ce modèle, aussi appelé Full Cavitation Model (FCM), est dérivé de l'équation de Rayleigh-Plesset, mais introduit l'influence de la tension superficielle et de la turbulence dans le terme source. L'expression de S_v est similaire à celle du modèle de Sauer, multipliée par un facteur dépendant de l'énergie cinétique turbulente k et de la tension superficielle σ :

$$\begin{aligned} S_v &= C_{\text{vap}} \frac{\sqrt{k}}{\gamma} \rho_l \left(1 - \frac{\rho_v}{\rho} \alpha_v\right) \sqrt{\frac{2}{3} \frac{|p_v - p|}{\rho_l}} \quad \text{si } p < p_v \\ S_v &= C_{\text{cond}} \frac{\sqrt{k}}{\gamma} \frac{\rho_l^2}{\rho} \alpha_v \sqrt{\frac{2}{3} \frac{|p_v - p|}{\rho_l}} \quad \text{si } p > p_v \end{aligned} \quad (\text{III.22})$$

La pression de vapeur saturante est remplacée par $p_v = p_{\text{vap}} + \frac{0.39}{2} \rho k$, pour prendre en compte l'influence des contraintes visqueuses. Les constantes du modèle proposées par Singhal et al. [201] sont :

$$C_{\text{vap}} = 0.02$$

$$C_{\text{cond}} = 0.01$$

Notons que le modèle présenté dans l'article original est proposé en fonction de la fraction massique de vapeur, alors qu'il est ici présenté en fonction de la fraction volumique α_v .

Plusieurs autres modèles ont été testés au cours de cette thèse ou dans des travaux antérieurs. Parmi ces derniers, on peut citer le modèle de Ye et Li [328] pour prendre en compte les interactions entre bulles, celui de Liu [329] prenant en compte le terme d'inertie dans l'équation de Rayleigh-Plesset ou encore celui de Ramirez et al. [330]. Une piste de réflexion pourrait être l'utilisation de fonction de *blending* comme dans le modèle de turbulence $k - \omega$ SST, pour combiner les avantages de différents modèles. De récents travaux ont été réalisés dans cette perspective par Huang et al. [331]. En fonction des cas tests étudiés, les modèles de cavitation doivent souvent être calibrés en utilisant des constantes empiriques, par processus d'optimisation (récemment Zhou et al. [332]). Enfin, l'expérience de ces différents modèles montre qu'en jouant sur leurs paramètres, la plupart sont capables de rendre compte des principales caractéristiques des écoulements cavitants autour d'un profil, comme déjà observé par Frikha et al. [208].

III.2.4 Méthode des volumes finis et schémas de discrétisation

Les équations de Navier-Stokes, ainsi que les équations des modèles de turbulence et de cavitation, sont discrétisées en utilisant la méthode des volumes finis. Les équations (III.9) sont intégrées sur des volumes Ω_h , délimités par des surfaces fermées Γ_h , qui constituent les cellules du maillage sur le domaine fluide. Les surfaces Γ_h sont composées d'un nombre arbitraire de faces S_f dépendant du type de maillage utilisé. Pour des calculs avec interaction fluide-structure ce maillage peut être déformé pour suivre les déplacements de la structure. Les volumes $\Omega_h(t)$ dépendent donc du temps et la déformation du maillage est caractérisée par un champ de vitesse $\mathbf{U}_d(t)$. Les équations de conservation (III.1) et (III.2) intégrées sur les cellules du maillage donnent :

$$\begin{aligned} \int_{\Omega_h(t)} \frac{\partial \rho}{\partial t} d\Omega + \int_{\Omega_h(t)} \nabla \cdot (\rho \mathbf{U}) d\Omega &= 0 \\ \int_{\Omega_h(t)} \frac{\partial \rho \mathbf{U}}{\partial t} d\Omega + \int_{\Omega_h(t)} \nabla \cdot (\rho \underline{\mathbf{U}} \underline{\mathbf{U}}) d\Omega &= - \int_{\Omega_h(t)} \nabla p d\Omega + \int_{\Omega_h(t)} \mu \Delta \mathbf{U} d\Omega \\ &+ \int_{\Omega_h(t)} \nabla \cdot \underline{\underline{\boldsymbol{\tau}}}^R d\Omega + \int_{\Omega_h(t)} \mathbf{f} d\Omega \end{aligned} \quad (\text{III.23})$$

En utilisant le théorème de Green-Ostrogradsky, les intégrales de volumes faisant apparaître l'opérateur ∇ peuvent être transformées en intégrales sur les surfaces fermées Γ_h :

$$\begin{aligned} \int_{\Omega_h(t)} \frac{\partial \rho}{\partial t} d\Omega + \int_{\Gamma_h(t)} \rho \mathbf{U} \cdot \mathbf{n} dS &= 0 \\ \int_{\Omega_h(t)} \frac{\partial \rho \mathbf{U}}{\partial t} d\Omega + \int_{\Gamma_h(t)} \rho \mathbf{U} (\mathbf{U} \cdot \mathbf{n}) dS &= - \int_{\Gamma_h(t)} p \mathbf{n} dS + \int_{\Gamma_h(t)} \underline{\underline{\boldsymbol{\tau}}} \cdot \mathbf{n} dS \\ &+ \int_{\Omega_h(t)} \mathbf{f} d\Omega \end{aligned} \quad (\text{III.24})$$

où \mathbf{n} représente le vecteur unitaire normal à la surface Γ_h . Dans l'expression précédente, les contributions des composantes isotropes et anisotropes du tenseur de Reynolds ont été respectivement regroupées dans la pression p et le tenseur $\underline{\underline{\boldsymbol{\tau}}}$.

Ces formulations purement Euleriennes ne sont pas adaptées à la résolution des équations sur un maillage déformable. On préfère plutôt utiliser une formulation mélangeant les approches Eulerienne et Lagrangienne, en faisant apparaître les dérivées temporelles des quantités intégrées sur les volumes $\Omega_h(t)$. En utilisant le théorème de transport de Reynolds [333], on a la relation générique :

$$\int_{\Omega_h(t)} \frac{\partial \phi(\mathbf{x}, t)}{\partial t} d\Omega = \frac{d}{dt} \int_{\Omega_h(t)} \phi(\mathbf{x}, t) d\Omega - \int_{\Gamma_h(t)} \phi(\mathbf{x}, t) (\mathbf{U}_d(\mathbf{x}, t) \cdot \mathbf{n}) dS \quad (\text{III.25})$$

où \mathbf{U}_d représente les vitesses de déplacement des faces du maillage. Le premier terme du membre de droite de l'équation précédente correspond à la variation temporelle de la quantité ϕ dans le volume Ω_h , en suivant ce volume au cours du temps. Ce terme peut donc être interprété comme une quantité Lagrangienne. En injectant l'équation (III.25) dans les équations (III.24), on obtient la formulation ALE (Arbitrary Lagrangian Eulerian) :

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} \int_{\Omega_h(t)} \rho d\Omega + \int_{\Gamma_h(t)} \rho (\mathbf{U} - \mathbf{U}_d) \cdot \mathbf{n} dS = 0 \\ \frac{d}{dt} \int_{\Omega_h(t)} \rho \mathbf{U} d\Omega + \int_{\Gamma_h(t)} \rho \mathbf{U} ((\mathbf{U} - \mathbf{U}_d) \cdot \mathbf{n}) dS = - \int_{\Gamma_h(t)} p \mathbf{n} dS + \int_{\Gamma_h(t)} \underline{\underline{\tau}} \cdot \mathbf{n} dS \\ + \int_{\Omega_h(t)} \mathbf{f} d\Omega \end{aligned} \quad (\text{III.26})$$

La méthode de calcul du champ des vitesses de déplacement du maillage \mathbf{U}_d est brièvement présentée en section III.4.1.c.

Les équations précédentes font donc intervenir des intégrales de volumes et de surfaces à discrétiser. Pour une quantité générique ϕ , les intégrales de volumes sont approximées au deuxième ordre par :

$$\int_{\Omega_h} \phi d\Omega \approx \phi_C \Omega_h$$

avec ϕ_C la valeur de la quantité ϕ au barycentre du volume Ω_h . Les intégrales de surfaces sont obtenues en sommant les contributions des différentes faces S_f :

$$\int_{\Gamma_h} \phi dS \approx \sum_f \phi_f S_f \quad (\text{III.27})$$

où ϕ_f est la valeur de ϕ au centre de la face f . Les équations à résoudre pour les différentes inconnues du problème, \mathbf{U} , p , k , ω et α_v peuvent finalement être mises sous la forme générique :

$$\frac{\partial(\rho \Omega_h \phi)_C}{\partial t} + \sum_f (\dot{m}_f \phi_f - \Lambda_f (\nabla \phi)_f \cdot \mathbf{S}_f) = S^\Omega + \sum_f S_f^\Gamma \quad (\text{III.28})$$

où Λ est un coefficient de diffusion relatif à la quantité ϕ , S^Ω et S_f^Γ sont respectivement les termes sources volumique et surfacique. Les flux massiques aux faces \dot{m}_f sont définis par :

$$\dot{m}_f = (\rho \mathbf{U} - \rho \mathbf{U}_d)_f \cdot \mathbf{S}_f$$

III.2.4.a Discrétisation temporelle

La dérivée temporelle présente dans l'équation générique (III.28) est généralement discrétisée en utilisant un schéma Euler d'ordre deux (discrétisation en différences finies d'ordre deux retardée BDF2) :

$$\frac{d(\rho\Omega_h\phi)_C}{dt} \approx e^c(\rho\Omega_h\phi)_C^c + e^p(\rho\Omega_h\phi)_C^p + e^q(\rho\Omega_h\phi)_C^q$$

où les exposants c , p et q font référence au pas de temps courant et aux pas de temps précédents. Les constantes e^c , e^p et e^q sont les coefficients classiques du schéma Euler d'ordre deux. Pour les simulations d'écoulements cavitants, les pas de temps employés sont suffisamment petits pour pouvoir utiliser un schéma Euler du premier ordre et donc diminuer les temps de calculs. Dans ce cas la discrétisation temporelle s'écrit :

$$\frac{d(\rho\Omega_h\phi)_C}{dt} \approx e^c(\rho\Omega_h\phi)_C^c + e^p(\rho\Omega_h\phi)_C^p$$

Dans le solveur ISIS-CFD la discrétisation temporelle des équations est traitée de façon implicite, les termes de convection et de diffusion sont donc évalués au pas de temps courant. Dans cette formulation le terme de convection est non-linéaire et la méthode des itérations successives de Picard est utilisée pour la résolution des équations de transport (section III.2.5). Pour favoriser la convergence, un terme pseudo-stationnaire est introduit pour augmenter la dominance diagonale de la matrice du système discrétisé. Ce terme s'écrit comme une dérivée temporelle par rapport à un pas de temps fictif τ :

$$\frac{d(\rho\Omega_h\phi)_C}{d\tau} \approx \frac{(\rho\Omega_h\phi)_C^c - (\rho\Omega_h\phi)_C^{c0}}{\Delta\tau}$$

où l'exposant $c0$ représente la quantité évaluée à l'itération de Picard précédente. Une fois discrétisée en temps, l'équation générique (III.28) s'écrit :

$$\begin{aligned} (e^c + \frac{1}{\Delta\tau})(\rho\Omega_h\phi)_C^c + \sum_f (\dot{m}_f^{c0}\phi_f^c - \Lambda_f(\nabla\phi)_f^c \cdot \mathbf{S}_f) = S^c - e^p(\rho\Omega_h\phi)_C^p \\ - e^q(\rho\Omega_h\phi)_C^q + \frac{(\rho\Omega_h\phi)_C^{c0}}{\Delta\tau} \end{aligned} \quad (\text{III.29})$$

Le terme S^c regroupe les contributions des termes sources volumiques et surfaciques.

III.2.4.b Interpolation des inconnues sur les faces

L'équation générique (III.29) fait intervenir les quantités aux centres des faces ϕ_f , ainsi que les valeurs des gradients aux centres des faces $(\nabla\phi)_f$. Dans le solveur ISIS-CFD les équations RANSE sont résolues sur les variables aux centres des volumes Ω_h . Cela signifie que les quantités aux faces doivent être reconstruites à partir des quantités disponibles aux centres des volumes. La suite de cette section présente les grandes lignes de la stratégie d'interpolation aux faces, dont les développements détaillés sont donnés par Queutey et Visonneau [334].

Considérons une face S_f entre une cellule de centre L et une cellule de centre R, comme représentée en figure III.2. Dans le cas général, la quantité ϕ peut présenter une

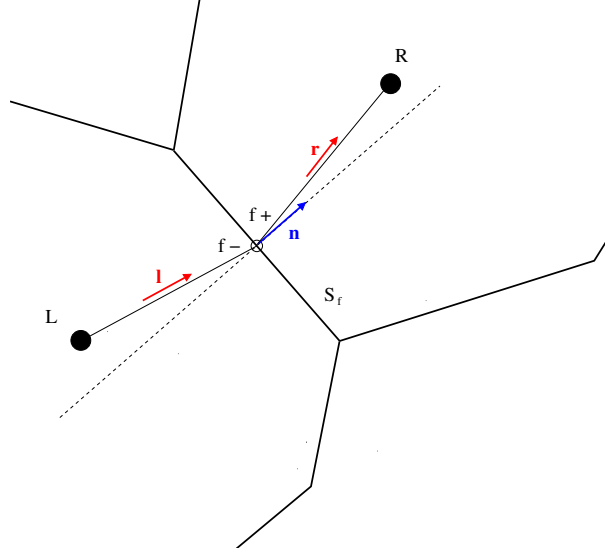


FIGURE III.2 – Schéma et notations pour la reconstruction aux surfaces.

discontinuité entre les centres L et R. On peut supposer que cette discontinuité est située au niveau de la face f :

$$[\phi] = \phi_{f+} - \phi_{f-} = a$$

où ϕ_{f-} et ϕ_{f+} représentent respectivement les valeurs de ϕ à gauche et à droite de la face f .

De même, les gradients peuvent être discontinus et on considère donc un saut à l'interface :

$$[c\nabla\phi] = (c\nabla\phi)_{f+} - (c\nabla\phi)_{f-} = \mathbf{b}$$

Dans la suite les discontinuités a et \mathbf{b} sont supposées connues. En utilisant les notations introduites dans le schéma III.2, les développements limités au deuxième ordre exprimés au centre de la face f pour les quantités ϕ_{f+} et ϕ_{f-} donnent :

$$\begin{aligned} \phi_L &\approx \phi_{f-} - \mathbf{l} \cdot (\nabla\phi)_{f-} \\ \phi_R &\approx \phi_{f+} + \mathbf{r} \cdot (\nabla\phi)_{f+} \end{aligned} \quad (\text{III.30})$$

Pour obtenir les quantités aux faces, les expressions (III.30) doivent être exprimées uniquement en fonction des quantités ϕ_L , ϕ_R , a et \mathbf{b} . La première étape consiste à exprimer les gradients en fonction des gradients projetés suivant le vecteur normal \mathbf{n} . Les équations (III.30) deviennent alors :

$$\begin{aligned} \phi_L &\approx \phi_{f-} - h^- \left((\nabla\phi)_{f-} \cdot \mathbf{n} - (\nabla\phi)_{f-} \cdot \mathbf{e}^- \right) \\ \phi_R &\approx \phi_{f+} + h^+ \left((\nabla\phi)_{f+} \cdot \mathbf{n} - (\nabla\phi)_{f+} \cdot \mathbf{e}^+ \right) \end{aligned}$$

avec $h^- = \mathbf{l} \cdot \mathbf{n}$, $h^+ = \mathbf{r} \cdot \mathbf{n}$ et les vecteurs \mathbf{e}^- et \mathbf{e}^+ tels que ;

$$\begin{aligned} \mathbf{e}^- &= \mathbf{n} - \frac{\mathbf{l}}{\mathbf{n} \cdot \mathbf{l}} \\ \mathbf{e}^+ &= \mathbf{n} - \frac{\mathbf{r}}{\mathbf{n} \cdot \mathbf{r}} \end{aligned}$$

Si la quantité ϕ et son gradient sont continus, i.e. $\phi_{f-} = \phi_{f+}$ et $(\nabla\phi)_{f-} = (\nabla\phi)_{f+}$, alors une combinaison linéaire des deux relations (III.30) permet d'obtenir :

$$\phi_f = \underbrace{\frac{h^+\phi_L + h^-\phi_R}{h^+ + h^-}}_{\text{implicite}} + \underbrace{(\nabla\phi)_f \cdot \frac{h^-e^+ - h^+e^-}{h^+ + h^-}}_{\text{explicite}} \quad (\text{III.31})$$

Dans cette expression le dernier terme contient la valeur du gradient sur la face f qui n'est pas connue à l'itération de Picard courante. Ce terme doit donc être traité explicitement lors de la résolution, avec la valeur du gradient calculée à l'itération non-linéaire précédente. Pour obtenir la valeur du gradient sur la face à partir des gradients aux centres des cellules, une interpolation linéaire est utilisée :

$$\phi_f = \frac{h^+\phi_L + h^-\phi_R}{h^+ + h^-} + \underbrace{\left(\frac{h^+\nabla\phi_L + h^-\nabla\phi_R}{h^+ + h^-} \right)}_{\text{explicite}} \cdot \left(\frac{h^-e^+ - h^+e^-}{h^+ + h^-} \right) \quad (\text{III.32})$$

Le terme explicite peut être vu comme une correction à apporter dans le cas où les points L , R et f ne sont pas alignés. En effet, si le maillage est orthogonal ce terme disparaît. L'interpolation linéaire du gradient sur les faces n'est utilisée que pour le terme traité de façon explicite dans l'expression de ϕ_f . Pour l'interpolation des gradients aux faces apparaissant directement dans (III.28) une formulation d'ordre deux est utilisée et est présentée dans la suite de cette section. Dans le cas général où la quantité ϕ et son gradient peuvent présenter des discontinuités, une expression équivalente à (III.32) est donnée par Queutey et Visonneau [334] :

$$\begin{aligned} \phi_{f+} &= \frac{1}{\alpha^+ + \alpha^-} (\alpha^- \phi_L + \alpha^+ \phi_R - b_n + e) + \frac{\alpha^-}{\alpha^+ + \alpha^-} a \\ \phi_{f-} &= \frac{1}{\alpha^+ + \alpha^-} (\alpha^- \phi_L + \alpha^+ \phi_R - b_n + e) - \frac{\alpha^+}{\alpha^+ + \alpha^-} a \end{aligned}$$

avec $b_n = \mathbf{b} \cdot \mathbf{n}$, $e = [c\nabla\phi \cdot \mathbf{e}]$ et :

$$\begin{aligned} \alpha^- &= \frac{c^-}{h^-} \\ \alpha^+ &= \frac{c^+}{h^+} \end{aligned}$$

III.2.4.c Reconstruction des gradients sur les faces

Plutôt que le gradient $(\nabla\phi)_f$, la quantité qui intervient dans les équations discrétisées est la projection du gradient sur la normale à la face $(\nabla\phi)_f \cdot \mathbf{n}$. Dans le cas où la quantité ϕ et son gradient sont continus, les développements limités (III.30) donnent :

$$(\nabla\phi)_f \cdot \mathbf{n} = \underbrace{\frac{\phi_R - \phi_L}{h^+ + h^-}}_{\text{implicite}} + \underbrace{\left(\frac{h^+\nabla\phi_L + h^-\nabla\phi_R}{h^+ + h^-} \right)}_{\text{explicite}} (e^+ + e^-)$$

Dans cette expression le gradient présent dans le terme traité explicitement est encore une fois obtenu par interpolation linéaire des gradients aux centres des cellules à l'itération

non-linéaire précédente. Dans le cas où l'on considère les discontinuités a et \mathbf{b} , les gradients aux faces sont obtenus grâce à la relation :

$$\begin{aligned} c^+(\nabla\phi)_{f^+} \cdot \mathbf{n} &= \hat{c} \left(\frac{\phi_R - \phi_L}{h^+ + h^-} + \frac{E}{h^+ + h^-} + \frac{\gamma^- b_n - a}{h^+ + h^-} \right) \\ c^-(\nabla\phi)_{f^-} \cdot \mathbf{n} &= \hat{c} \left(\frac{\phi_R - \phi_L}{h^+ + h^-} + \frac{E}{h^+ + h^-} - \frac{\gamma^- b_n - a}{h^+ + h^-} \right) \end{aligned} \quad (\text{III.33})$$

où la quantité E regroupe les termes traités explicitement :

$$E = h^+(\nabla\phi)_{f^+} \cdot \mathbf{e}^+ + h^-(\nabla\phi)_{f^-} \cdot \mathbf{e}^-$$

et

$$\begin{aligned} \hat{c} &= \frac{c^- c^+}{\frac{h^+}{h^+ + h^-} c^- + \frac{h^-}{h^+ + h^-} c^+} \\ \gamma^- &= \frac{h^-}{c^-} \\ \gamma^+ &= \frac{h^+}{c^+} \end{aligned} \quad (\text{III.34})$$

Les interpolations des quantités aux faces présentées précédemment sont basées sur un schéma centré du deuxième ordre. Toutefois, pour des raisons de stabilité, il est préférable d'introduire un schéma amont (*upwind*) pour l'interpolation du terme convectif dans l'équation (III.28).

III.2.4.d Schémas NVD pour les flux convectifs

Afin d'assurer des valeurs bornées pour l'interpolation des flux aux faces, la discrétisation du terme convectif s'appuie sur des variables normalisées :

$$\hat{\phi} = \frac{\phi - \phi_U}{\phi_D - \phi_U}$$

Pour une face f la quantité aval ϕ_D est déterminée en fonction de la direction de l'écoulement. La quantité amont ϕ_U peut alors être reconstruite en utilisant la valeur ϕ_C au centre de la cellule située en amont de l'écoulement par rapport à la face en utilisant la relation :

$$\phi_U = \phi_C - \mathbf{CU} \cdot (\nabla\phi)_C \quad (\text{III.35})$$

La variable normalisée $\hat{\phi}_C$ permet d'estimer si la quantité ϕ_C est plus proche de la valeur interpolée en amont ϕ_U ($\hat{\phi}_C = 0$) ou de la valeur en aval de l'écoulement ϕ_D ($\hat{\phi}_C = 1$). L'interpolation à la face est bornée si le critère CBC (Convection Boundedness Criterion) est vérifié (Gaskell et Lau [335]). D'après ce critère, la variable normalisée de la quantité interpolée à la face $\hat{\phi}_f$ doit satisfaire :

$$\begin{aligned} \hat{\phi}_C \leq \hat{\phi}_f \leq 1 \quad &\text{si } \hat{\phi}_C \in [0, 1] \\ \hat{\phi}_f &= \hat{\phi}_C \quad \text{sinon} \end{aligned}$$

Ces conditions peuvent être résumées en traçant un diagramme des variables normalisées présenté en figure III.3. La partie colorée en jaune représente le domaine où le critère

CBC est vérifié. Les courbes colorées sur le diagramme représentent différents schémas de discrétisation. Le schéma décentré amont (UDS) correspond à la courbe marron bornant le domaine de validité du critère CBC. Le schéma centré (CDS), présenté précédemment, est représenté par la courbe rouge sur le diagramme. Si le schéma centré peut être utilisé pour $0 \leq \hat{\phi}_C \leq 1$, il ne satisfait pas le critère CBC en dehors de cet intervalle, où le schéma décentré amont (UDS) du premier ordre doit être privilégié. Afin de concilier le respect du critère CBC et précision du schéma de discrétisation, une solution est d'utiliser un schéma hybride qui utilise le schéma UDS ou un schéma de plus haut ordre en fonction de la valeur de $\hat{\phi}_C$.

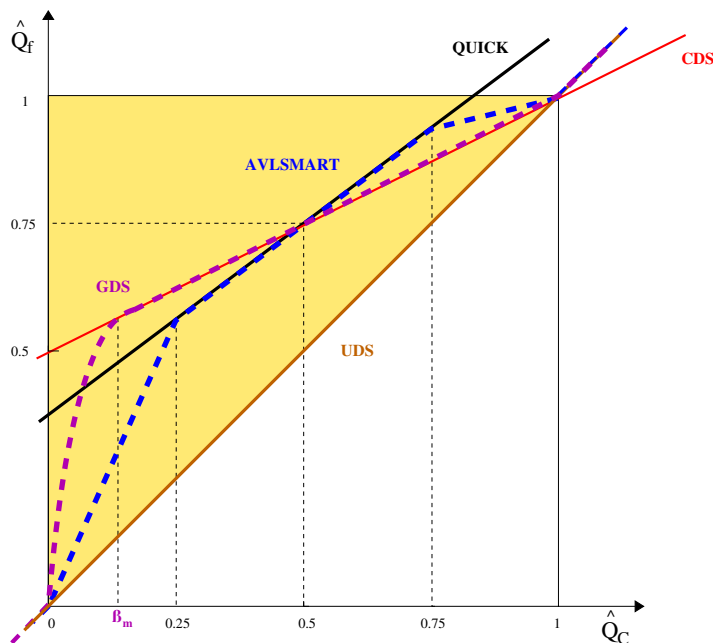


FIGURE III.3 – Diagramme de variables normalisées pour les flux convectifs.

Plusieurs schémas de discrétisation basés sur cette approche sont implémentés dans le solveur ISIS-CFD. Le premier consiste à utiliser le schéma CDS pour $\beta_m \leq \hat{\phi}_C \leq 1$ et le schéma UDS pour $\hat{\phi}_C \leq 0$ et $\hat{\phi}_C \geq 1$. La quantité β_m est fixée à 0.1 par défaut dans le solveur. Pour $0 \leq \hat{\phi}_C \leq \beta_m$ le schéma utilise une combinaison des schémas CDS et UDS dépendant d'un coefficient γ . Ce schéma, appelé Gamma Discretisation Scheme (GDS) est représenté sur la figure III.3 par la courbe en pointillés violets. Les quantités aux faces sont interpolées en utilisant les expressions données dans le tableau III.1.

Intervalle $\hat{\phi}_C$	ϕ_f
$]-\infty, 0]$	ϕ_C
$]0, \beta_m[$	$(1 - \gamma(1 - f_x))\phi_C + \gamma(1 - f_x)\phi_D$
$]\beta_m, 1[$	$f_x\phi_C + (1 - f_x)\phi_D$
$[1, +\infty[$	ϕ_C

TABLE III.1 – Définition du schéma GDS suivant les valeurs de $\hat{\phi}_C$. Le coefficient γ est donné par $\gamma = \frac{1}{\beta_m} \hat{\phi}_C$.

Plutôt que d'utiliser le schéma GDS construit sur le schéma centré, un schéma hybride AVLSMART construit à partir de la discrétisation QUICK d'ordre 3 est utilisé dans cette

thèse. Le schéma de discrétisation QUICK est donné par :

$$\phi_f = \frac{3}{8}\phi_D + \frac{3}{4}\phi_C - \frac{1}{8}\phi_U$$

Le schéma AVLSMART utilisé pour les flux convectifs consiste en une combinaison du schéma QUICK et du schéma UDS premier ordre. Il est représenté par la courbe en pointillés bleus sur le diagramme en variables normalisées III.3. Le schéma AVLSMART est égal au schéma QUICK d'ordre 3 pour $0.25 \leq \hat{\phi}_C \leq 0.75$ et égal au schéma UDS pour $\hat{\phi}_C \leq 0$ et $\hat{\phi}_C \geq 1$. Sur les intervalles restants, le schéma est une combinaison linéaire des deux schémas. Les expressions utilisées sur les différents intervalles sont résumées dans le tableau III.2.

Intervalle $\hat{\phi}_C$	ϕ_f
$]-\infty, 0]$	ϕ_C
$]0, 0.25[$	$C_D\phi_D + (1 - C_D)\phi_C$ où $C_D = \frac{5}{2}(1 - f_x)\frac{\hat{\phi}_C}{1 - \hat{\phi}_C}$
$]0.25, 0.75[$	$C_D\phi_D + (1 - C_D)\phi_C$ où $C_D = \frac{1}{4}(1 - f_x)\frac{3 - 2\hat{\phi}_C}{1 - \hat{\phi}_C}$
$]0.75, 1[$	$C_D\phi_D + (1 - C_D)\phi_C$ où $C_D = \frac{3}{2}(1 - f_x)$
$]1, +\infty[$	ϕ_C

TABLE III.2 – Définition du schéma AVLSMART suivant les valeurs de $\hat{\phi}_C$. Le coefficient f_x est donné par $f_x = \frac{\|\mathbf{fD}\|}{\|\mathbf{fC}\|}$

Dans le cas des écoulements cavitants, le champ de fraction volumique est moins régulier que dans le champ de vitesse par exemple. Le terme convectif dans l'équation de conservation de la masse (III.14) est donc discrétisé en utilisant un schéma GDS modifié pour améliorer la reconstruction de la quantité amont ϕ_U . Plutôt que d'utiliser l'extrapolation (III.35), un algorithme de recherche de la cellule amont est utilisé. La quantité ϕ_U est alors obtenue à partir des valeurs ϕ dans les cellules voisines par la méthode des moindres carrés.

III.2.4.e Equation de Poisson pour la pression

L'équation de conservation de la quantité de mouvement peut être utilisée pour obtenir le champ de vitesse solution des équations RANSE. Cette équation fait cependant apparaître le gradient de la pression et il est donc nécessaire d'obtenir une équation pour la pression. Cette équation est obtenue en considérant une forme particulière de l'équation de conservation de la masse.

A partir de l'équation de conservation de la quantité de mouvement (III.29), il est possible d'obtenir une expression semi-discrétisée des vitesses aux centres des cellules :

$$\mathbf{U}_C^c = -Cp_C \left(\underbrace{\left(\frac{\sum_{nb} a_{nb} \mathbf{U}_{nb}^c + \mathbf{S}}{\Omega_h^c} \right)}_{\mathbf{A}_C} + \left(\frac{\nabla p}{\rho} \right)_C + \underbrace{\left(\frac{e^p (\rho \Omega_h \mathbf{U})_C^p + e^q (\rho \Omega_h \mathbf{U})_C^q}{\Omega_h^c} - \frac{\rho \mathbf{U}_C^{c0}}{\Delta \tau_C^c} \right)}_{\mathbf{B}_C} \right) \quad (\text{III.36})$$

A partir de cette formulation, les vitesses sur les faces des cellules peuvent être exprimées par la relation :

$$\mathbf{U}_f^c = -Cp_f \left(\mathbf{A}_f + \left(\frac{\nabla p}{\rho} \right)_f + \mathbf{B}_f \right) \quad (\text{III.37})$$

Ces quantités aux faces ne sont pas connues pour des maillages à variables colocalisées. En notant, $\bar{\phi}$ la quantité ϕ interpolée linéairement aux faces, on peut écrire :

$$\bar{\mathbf{U}}_f^c = -\overline{Cp_f} \left(\bar{\mathbf{A}}_f + \overline{\left(\frac{\nabla p}{\rho} \right)}_f + \bar{\mathbf{B}}_f \right) \quad (\text{III.38})$$

Pour des maillages à variables colocalisées cartésiens, cette interpolation implique un découplage pair-impair de la vitesse et de la pression (Moukalled et al. [336]). Ce découplage donne lieu à des oscillations en damier du champ de pression, qu'il faut éviter. La reconstruction des flux aux faces des cellules est donc basée sur l'approche proposée par Rhie et Chow [337] :

$$\mathbf{U}_f^c = -\overline{Cp_f} \left(\bar{\mathbf{A}}_f + \overline{\left(\frac{\nabla p}{\rho} \right)}_f + \bar{\mathbf{B}}_f \right) \quad (\text{III.39})$$

Mis à part le terme contenant le gradient de pression, toutes les quantités aux faces présentes dans la relation précédente sont obtenues par interpolation linéaire. Le terme contenant la pression est reconstruit sur la face à partir des quantités de part et d'autre de chaque face (voir équations (III.33)). En combinant les équations (III.38) et (III.39), cette procédure peut être vue comme une interpolation linéaire, corrigée d'un terme dissipatif :

$$\mathbf{U}_f^c = \bar{\mathbf{U}}_f^c - \overline{Cp_f} \left(\overline{\left(\frac{\nabla p}{\rho} \right)}_f - \left(\frac{\nabla p}{\rho} \right)_f \right) \quad (\text{III.40})$$

Cette correction assure le couplage entre la vitesse et la pression, évitant ainsi les oscillations spatiales de la pression.

L'équation de conservation de la masse discrétisée s'écrit pour un fluide incompressible monophasique :

$$\sum_f \mathbf{U}_f^c \cdot \mathbf{n}_f S_f = 0 \quad (\text{III.41})$$

En injectant l'équation (III.39) dans l'équation (III.41), on obtient une équation de Poisson pour la pression :

$$-\sum_f \overline{Cp_f} S_f \left(\frac{p_R - p_L}{h\hat{\rho}_f} \right)_f = \sum_f S_f \overline{Cp_f} \left((\bar{\mathbf{A}}_f + \bar{\mathbf{B}}_f) \cdot \mathbf{n}_f + \frac{E_f}{h\hat{\rho}_f} \right) \quad (\text{III.42})$$

où la quantité $\hat{\rho}_f$ est obtenue avec la relation (III.34) et E_f regroupe les contributions explicites du gradient de pression. Dans le cas d'un écoulement cavitant, le champ de vitesse n'est plus à divergence nulle (équation (III.16)) et l'équation de conservation de la masse devient :

$$\sum_f \mathbf{U}_f^c \cdot \mathbf{n}_f S_f = \frac{\rho_l - \rho_f}{\rho_l} (S_v)_C \Omega_h \quad (\text{III.43})$$

Pour tous les modèles de cavitation présentés en section III.2.3.b, le terme source S_v dépend de la pression. Ce terme peut donc être séparé en une partie implicite et une

partie explicite, et l'équation (III.42) devient :

$$\begin{aligned}
-\sum_f \overline{Cp_f'} S_f \left(\frac{p_R - p_L}{h\hat{\rho}_f} \right)_f &= \sum_f S_f \overline{Cp_f} \left((\overline{\mathbf{A}_f} + \overline{\mathbf{B}_f}) \cdot \mathbf{n}_f + \frac{E_f}{h\hat{\rho}_f} \right) \\
&+ \frac{\rho_l - \rho_f}{\rho_l} (S_v)_C^{\text{exp}} \Omega_h
\end{aligned} \tag{III.44}$$

où S_v^{exp} représente la partie explicite du terme source, et les coefficients de l'équation de Poisson ont été modifiés pour prendre en compte la partie traitée implicitement.

III.2.5 Algorithme de couplage vitesse-pression

Comme présenté dans les sections précédentes, le problème fluide consiste donc en un système d'équations non-linéaires couplées. Le code ISIS-CFD est basé sur un algorithme découplé de type SIMPLE (Semi-Implicit Method for Pressure-Linked Equations) qui permet d'assurer le couplage vitesse-pression ainsi que la résolution des non-linéarités. Les variables sont d'abord initialisées avec les quantités obtenues à l'itération non-linéaire précédente. Les équations sur la fraction volumique de vapeur et la quantité de mouvement sont alors résolues pour obtenir une prédiction de la vitesse. Ces vitesses sont ensuite utilisées pour calculer les flux volumétriques aux faces des cellules, nécessaires au calcul du terme source de l'équation de Poisson pour la pression. Les prédictions initiales des vitesses sont alors corrigées à l'aide de la nouvelle pression pour satisfaire l'équation de conservation de la masse. Cette procédure est répétée de façon itérative à chaque pas de temps courant n , jusqu'à la convergence des résidus ou tant que le nombre d'itérations non-linéaires ne dépasse pas une valeur maximale k_{max} . Un diagramme récapitulatif de l'algorithme de résolution est présenté en figure III.4.

Pour favoriser la convergence de l'algorithme, les nouveaux champs solutions des équations RANSE obtenus à chaque itération non-linéaire $k + 1$ sont relaxés. Pour une quantité générique ϕ , la sous-relaxation s'écrit :

$$\phi_{k+1}^n \leftarrow \phi_k^n + \alpha_{\text{relax}} (\phi_{k+1}^n - \phi_k^n)$$

où α_{relax} est un coefficient de relaxation compris entre 0 et 1.

III.2.6 Conditions aux limites et résolution des systèmes linéaires

Afin de pouvoir résoudre les systèmes linéaires issus des équations discrétisées, des conditions aux limites de Dirichlet et Neumann sont appliquées aux frontières du domaine fluide. La vitesse et les quantités turbulentes sont imposées sur la frontière en amont du domaine et la pression est imposée sur la frontière en aval. Les conditions aux limites appliquées sur le profil et la veine d'essais dépendent de la distance du centre de la première cellule à la paroi. Le profil de vitesse d'une couche limite turbulente peut être décrit à l'aide de variables adimensionnelles u^+ et y^+ définies par :

$$y^+ = \frac{yu_\tau}{\nu_f} \quad \text{et} \quad u^+ = \frac{u}{u_\tau}, \quad \text{où} \quad u_\tau = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho_f}}$$

Le profil de vitesse dans la couche limite peut alors être divisé en trois régions, comme présenté en figure III.5. Lorsque le centre de la première cellule est très près de la paroi,

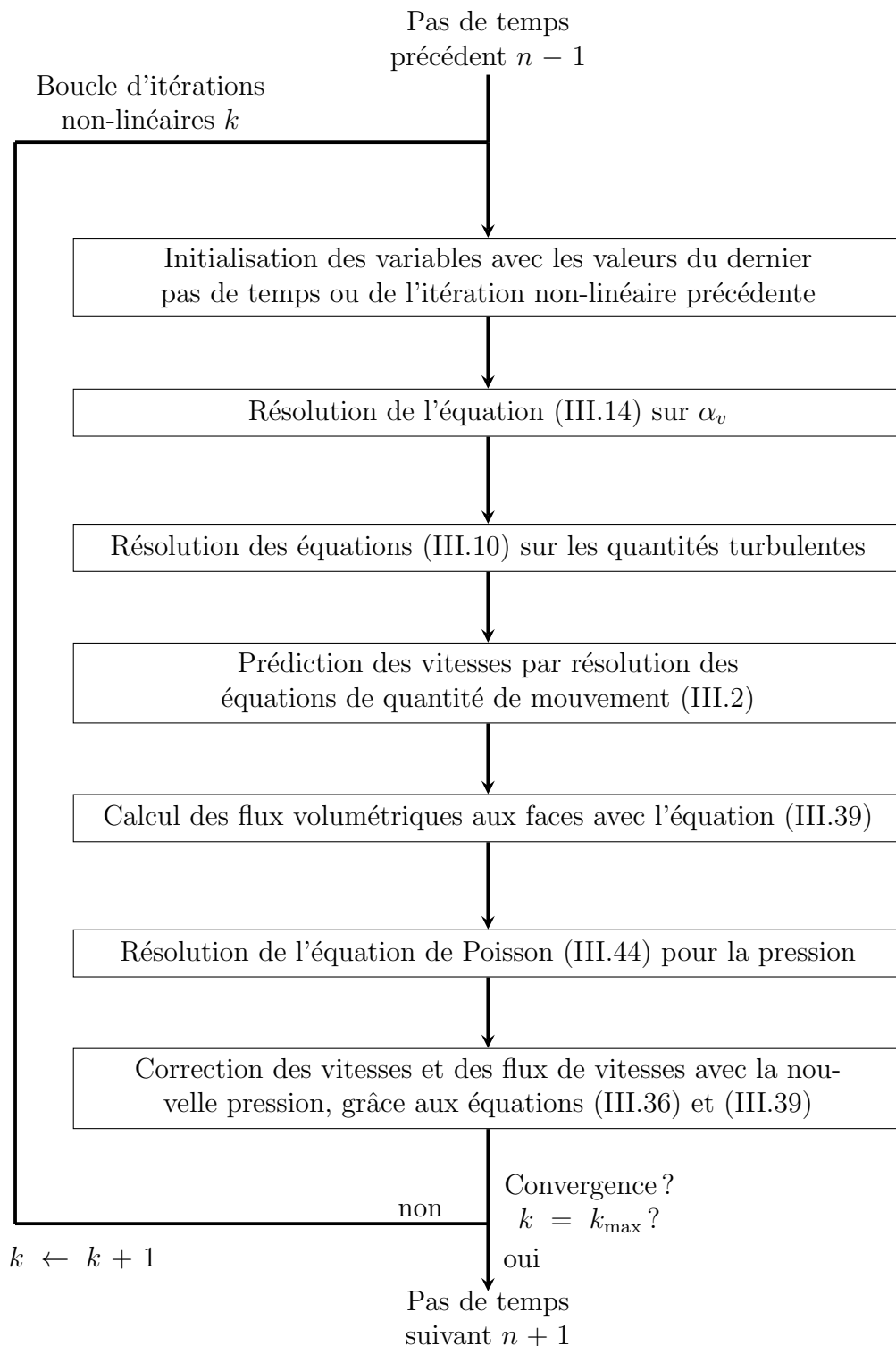


FIGURE III.4 – Diagramme de l'algorithme SIMPLE pour le pas de temps courant n .

pour des valeurs $y^+ < 5$, les vitesses sont très faibles et les effets visqueux dominant. Dans cette région appelée sous-couche visqueuse, l'écoulement est laminaire et la contrainte de cisaillement est approximativement égale à la contrainte sur la paroi $\tau \approx \tau_w$. La vitesse moyenne croît alors linéairement en fonction de la distance à la paroi :

$$u^+ \approx y^+$$

Lorsque le centre de la première cellule sur la paroi correspond à des valeurs $y^+ > 30$, la vitesse suit une loi logarithmique du type :

$$u^+ \approx \frac{1}{\kappa} \ln(y^+) + B$$

La transition entre ces deux lois se fait donc pour des valeurs $5 < y^+ < 30$. A partir des deux relations précédentes, il est possible d'imposer deux types de conditions aux limites sur les parois. Les équations de transport et les conditions aux limites sur la vitesse et les quantités turbulentes sont alors modifiées pour imposer des conditions de type "bas Reynolds" ou "loi de paroi". Les conditions aux limites utilisées pour ces deux approches sont rappelées dans le livre de Ferziger et Perić [338] et dans celui de Wilcox [339]. Pour une modélisation "bas Reynolds", le maillage doit être assez fin pour résoudre la sous-couche visqueuse et des valeurs $y^+ \approx 1$ sont généralement utilisées. Lorsque le modèle $k - \omega$ SST est utilisé des valeurs proches de $y^+ \approx 0.2$ sont recommandées. Si une approche "loi de paroi" est utilisée, la taille de la première cellule doit correspondre à $y^+ > 30$. La zone de transition $5 < y^+ < 30$ est à éviter pour l'approche "loi de paroi", par sécurité on préférera donc choisir des valeurs $y^+ > 40$.

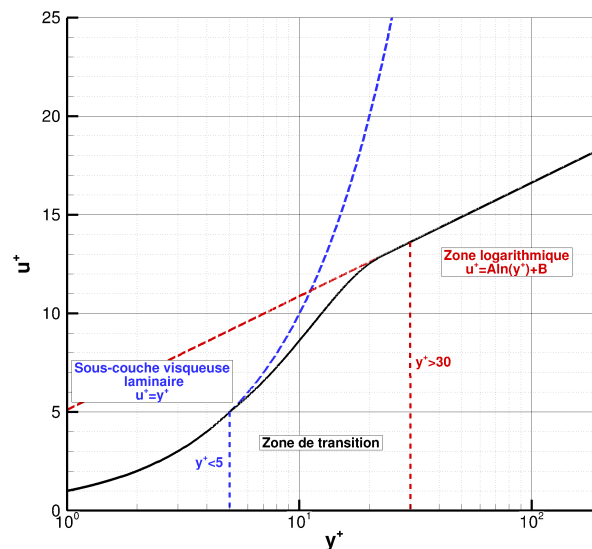


FIGURE III.5 – Loi de paroi pour les couches limites turbulentes.

Pour les équations de transport, les matrices sont à diagonales dominantes et les systèmes linéaires peuvent donc être résolus à l'aide d'une méthode itérative classique de Gauss-Seidel. La matrice de l'équation de pression peut souffrir d'un mauvais conditionnement pour des maillages aux cellules très étirées et la convergence des méthodes itératives classiques peut s'avérer difficile. Une méthode multi-grilles algébrique (BoomerAMG, Yang et al. [340]) est donc utilisée pour résoudre la pression. Si la résolution multi-grilles ne converge pas, le code bascule automatiquement vers une méthode du

gradient projeté, dont la convergence est améliorée à l'aide d'un préconditionneur LU incomplet. Le code ISIS-CFD est optimisé pour le calcul parallèle sur des architectures à mémoire distribuée. Les simulations sont donc lancées sur le supercalculateur OCCIGEN, hébergé au CINES (Centre Informatique National de l'Enseignement Supérieur). Le domaine fluide est divisé en sous-domaines à l'aide de l'algorithme METIS (Karypis et al. [341]) et les communications entre processeurs sont gérées par des bibliothèques MPI.

III.3 Approche modale pour les calculs avec interactions fluide-structure

III.3.1 Formulation du problème structure

Considérons le volume de l'hydrofoil Ω de surface Γ soumis à des forces volumiques \mathbf{f} et des contraintes surfaciques \mathbf{t} . Le champ de déplacement est noté \mathbf{u} . Les équations d'équilibre locales exprimées en formulation Lagrangienne sont données par le principe fondamental de la dynamique :

$$\begin{aligned}\nabla \cdot \underline{\underline{\sigma}} + \mathbf{f} &= 0 \\ \mathbf{t} &= \mathbf{n} \cdot \underline{\underline{\sigma}} \\ \underline{\underline{\sigma}} &= \underline{\underline{\sigma}}^T\end{aligned}\tag{III.45}$$

avec $\underline{\underline{\sigma}}$ le tenseur de Cauchy décrivant les contraintes dans l'état déformé. Le vecteur \mathbf{f} contient la contribution des forces volumiques extérieures \mathbf{F} ainsi que la contribution des forces inertielles :

$$\mathbf{f} = \mathbf{F} - \rho \ddot{\mathbf{u}}$$

Dans le cadre de l'approche modale utilisée, deux hypothèses sont considérées pour linéariser le tenseur des déformations et la loi de comportement. La première approximation consiste à faire l'hypothèse de petits déplacements et déformations. Le tenseur des déformations de Green-Lagrange peut donc être linéarisé en négligeant les termes quadratiques :

$$\underline{\underline{\mathbf{E}}}(\mathbf{u}) = \frac{1}{2} (\underline{\underline{\nabla}}\mathbf{u} + \underline{\underline{\nabla}}\mathbf{u}^T + \underline{\underline{\nabla}}\mathbf{u} \cdot \underline{\underline{\nabla}}\mathbf{u}^T) \approx \frac{1}{2} \underbrace{(\underline{\underline{\nabla}}\mathbf{u} + \underline{\underline{\nabla}}\mathbf{u}^T)}_{\underline{\underline{\epsilon}}(\mathbf{u})}$$

Cette approximation permet de négliger les non-linéarités géométriques. Elle permet aussi de considérer que la description Lagrangienne est équivalente à la description Eulerienne, i.e. les dérivées matérielles et spatiales sont égales. On peut donc résoudre le problème sur la configuration initiale.

La deuxième hypothèse consiste à se placer dans le cadre de l'élasticité linéaire. La loi de comportement est alors donnée par la loi linéaire de Hooke :

$$\underline{\underline{\sigma}} = \mathbf{D} \cdot \underline{\underline{\epsilon}}$$

où la matrice \mathbf{D} est la matrice d'élasticité du matériau. Dans le cas d'un matériau homogène isotrope comme pour le profil en POM, la loi de comportement peut s'écrire en fonction du module d'Young E et du coefficient de Poisson ν :

$$\underline{\underline{\sigma}} = \frac{E}{1+\nu} \left(\underline{\underline{\epsilon}} + \frac{\nu}{1-2\nu} \text{Tr}(\underline{\underline{\epsilon}}) \mathbf{I} \right)\tag{III.46}$$

La méthode des éléments finis repose sur la formulation faible des équations locales, plus adaptée à la résolution numérique. Le principe des travaux virtuels est obtenu en multipliant la première équation d'équilibre local (équations (III.45)) par une fonction test $\delta \mathbf{v}$, puis en intégrant sur l'ensemble du volume Ω :

$$\int_{\Omega} (\nabla \cdot \underline{\underline{\sigma}}) \cdot \delta \mathbf{v} \, d\Omega + \int_{\Omega} \mathbf{F} \cdot \delta \mathbf{v} \, d\Omega - \int_{\Omega} \rho \ddot{\mathbf{u}} \cdot \delta \mathbf{v} \, d\Omega = 0$$

En utilisant le théorème de la divergence, on obtient l'expression classique de la formulation faible (Zienkiewicz et al. [342]) :

$$\mathcal{F}(\delta \mathbf{v}, \mathbf{u}) = \int_{\Omega} \rho \ddot{\mathbf{u}} \cdot \delta \mathbf{v} \, d\Omega + \int_{\Omega} \underline{\underline{\sigma}} : \delta \underline{\underline{\epsilon}} \, d\Omega - \int_{\Gamma} \mathbf{t} \cdot \delta \mathbf{v} \, d\Gamma - \int_{\Omega} \mathbf{F} \cdot \delta \mathbf{v} \, d\Omega = 0 \quad (\text{III.47})$$

où $\delta \boldsymbol{\epsilon} = \boldsymbol{\epsilon}(\delta \mathbf{v})$.

III.3.2 Décomposition modale par méthode des éléments finis

La méthode des éléments finis consiste à diviser le volume Ω en N_e petits éléments Ω_e sur lesquels on cherche une solution \mathbf{u}^e . Les intégrales de la formulation faible (III.47) sont donc estimées avec :

$$\int_{\Omega} (\bullet) \, d\Omega \approx \sum_i^{N_e} \int_{\Omega_e} (\bullet) \, d\Omega \quad (\text{III.48})$$

En utilisant la loi de comportement (III.46), la formulation faible sur l'élément Ω_e peut s'écrire :

$$\mathcal{F}^e(\delta \mathbf{v}^e, \mathbf{u}^e) = \int_{\Omega_e} \rho \ddot{\mathbf{u}}^e \cdot \delta \mathbf{v}^e \, d\Omega + \int_{\Omega_e} \underline{\underline{\epsilon}}^e \underline{\underline{\mathbf{D}}} \delta \underline{\underline{\epsilon}}^e \, d\Omega - \int_{\Gamma_e} \mathbf{t} \cdot \delta \mathbf{v}^e \, d\Gamma - \int_{\Omega_e} \mathbf{F} \cdot \delta \mathbf{v}^e \, d\Omega \quad (\text{III.49})$$

Chaque élément contient un nombre n de noeuds, sur lesquels les déplacements constituent les inconnues du problème. En dehors de ces noeuds, les déplacements sont interpolés spatialement à l'aide de fonctions de forme $N_i(\mathbf{x})$:

$$\mathbf{u}^e(\mathbf{x}, t) = \sum_i^n \mathbf{u}_i^e(t) N_i(\mathbf{x}) \quad (\text{III.50})$$

où n est le nombre de noeuds dans un élément. Différentes fonctions de forme peuvent être employées en fonction du type d'éléments utilisés. La fonction test sur un élément $\delta \mathbf{v}^e$ peut être construite de façon analogue. En injectant l'expression (III.50) dans l'équation (III.49), on peut montrer que la formulation faible sur un élément se met sous forme matricielle (Zienkiewicz et al. [342]) :

$$\mathcal{F}^e(\delta \mathbf{v}^e, \mathbf{u}^e) = \sum_i^n \delta \mathbf{v}_i^e \left[\sum_j^n \left(\underline{\underline{\mathbf{M}}}_{ij}^e \ddot{\mathbf{u}}_j^e + \underline{\underline{\mathbf{K}}}_{ij}^e \mathbf{u}_j^e \right) - \mathbf{F}_i^e \right] \quad (\text{III.51})$$

Les matrices $\underline{\underline{\mathbf{M}}}^e$ et $\underline{\underline{\mathbf{K}}}^e$ sont respectivement les matrices de masse et de raideur élémentaires. Le vecteur de chargement élémentaire \mathbf{F}^e contient les contributions des forces volumiques et surfaciques extérieures. Les expressions de ces matrices dépendent

des éléments et fonctions de forme utilisés. Les formules générales pour le calcul de ces matrices sont (Zienkiewicz et al. [342]) :

$$\begin{aligned}\underline{\underline{\mathbf{M}}}_{ij}^e &= \int_{\Omega_e} N_i(\mathbf{x}) \rho N_j(\mathbf{x}) d\Omega \underline{\underline{\mathbf{I}}} \\ \underline{\underline{\mathbf{K}}}_{ij}^e &= \int_{\Omega_e} \nabla N_i(\mathbf{x})^T \underline{\underline{\mathbf{D}}} \nabla N_j(\mathbf{x}) d\Omega \\ \underline{\underline{\mathbf{F}}}_i^e &= \int_{\Omega_e} N_i \underline{\underline{\mathbf{F}}} d\Omega + \int_{\Gamma_e} N_i \underline{\underline{\mathbf{t}}} d\Gamma\end{aligned}\tag{III.52}$$

En sommant les contributions de tous les éléments, on peut assembler la formulation faible sous forme matricielle :

$$\delta \mathbf{V} \left(\underline{\underline{\mathbf{M}}} \ddot{\underline{\mathbf{u}}}_s + \underline{\underline{\mathbf{K}}} \underline{\mathbf{u}}_s - \underline{\underline{\mathbf{F}}} \right) = 0\tag{III.53}$$

Le vecteur $\underline{\mathbf{u}}_s$ contient les déplacements de chaque noeud du maillage structure. Le vecteur $\delta \mathbf{V}$ contient les déplacements virtuels de la fonction test. Les matrices $\underline{\underline{\mathbf{M}}}$ et $\underline{\underline{\mathbf{K}}}$ sont les matrices de masse et de raideur globales. Les détails de l'obtention du système linéaire précédent ainsi que l'introduction des conditions aux limites sont fastidieux et ne sont donc pas présentés. Pour une description détaillée de la méthode des éléments finis, le lecteur peut se référer aux ouvrages de Hughes [343], Reddy [344] ou encore Zienkiewicz et al. [342]. La fonction test $\delta \mathbf{v}$ peut être choisie arbitrairement tant qu'elle satisfait certaines propriétés de continuité et de compatibilité sur les conditions aux limites. La relation (III.53) doit donc être vérifiée pour tout vecteur $\delta \mathbf{V}$. On obtient alors l'équation discrétisée en éléments finis du problème structure :

$$\underline{\underline{\mathbf{M}}} \ddot{\underline{\mathbf{u}}}_s + \underline{\underline{\mathbf{K}}} \underline{\mathbf{u}}_s = \underline{\underline{\mathbf{F}}}\tag{III.54}$$

Pour un couplage fort entre le problème fluide et le problème structure, l'équation précédente doit être résolue à chaque itération non-linéaire du solveur fluide. Bien que le problème structure soit linéaire (grâce à l'hypothèse des petits déplacements et de la loi de Hooke), la résolution du problème fluide peut donc significativement augmenter les temps de calculs par rapport à une simulation non-couplée. Une alternative consiste à résoudre le problème aux valeurs propres associé à l'équation (III.54) :

$$\left(\mu_i^2 \underline{\underline{\mathbf{M}}} + \underline{\underline{\mathbf{K}}} \right) \underline{\Psi}_i = 0\tag{III.55}$$

où les μ_i sont les valeurs propres du problème et $\underline{\Psi}_i$ les vecteurs propres correspondant. Les matrices $\underline{\underline{\mathbf{M}}}$ et $\underline{\underline{\mathbf{K}}}$ sont symétriques définies positives pour la méthode des éléments finis appliquée aux vibrations élastiques d'une structure. Les valeurs propres du problème sont donc des imaginaires purs $\mu_i = j\omega_i$ et on obtient finalement :

$$\left(-\omega_i^2 \underline{\underline{\mathbf{M}}} + \underline{\underline{\mathbf{K}}} \right) \underline{\Psi}_i = 0\tag{III.56}$$

Les valeurs propres ω_i sont directement liées aux fréquences propres de la structure f_i par la relation $\omega_i = 2\pi f_i$. Par définition, les vecteurs propres $\underline{\Psi}_i$ permettent de diagonaliser les matrices de masse et de raideur et sont orthogonaux :

$$\underline{\Psi}_i^T \underline{\underline{\mathbf{M}}} \underline{\Psi}_j = \begin{cases} m_i & \text{si } j=i \\ 0 & \text{si } j \neq i \end{cases} \quad \text{et} \quad \underline{\Psi}_i^T \underline{\underline{\mathbf{K}}} \underline{\Psi}_j = \begin{cases} k_i & \text{si } j=i \\ 0 & \text{si } j \neq i \end{cases}$$

Les déplacements de la structure aux noeuds du maillage éléments finis peuvent être cherchés comme combinaison linéaire des vecteurs propres :

$$\mathbf{u}_s(\mathbf{x}, t) = \sum_i q_i(t) \Psi_i(\mathbf{x}) \quad (\text{III.57})$$

où les q_i sont les amplitudes modales. En projetant l'équation (III.54) sur les modes propres, et en utilisant l'expression (III.57), on obtient un système d'équations scalaires découplées :

$$m_i \ddot{q}_i(t) + k_i q_i(t) = \Psi_i^T \mathbf{F}_s(t)$$

où le vecteur $\mathbf{F}_s(t)$ contient les contraintes exercées par le fluide sur les noeuds structure. Pour chaque mode on retrouve l'équation classique d'un oscillateur harmonique, de masse modale m_i et de raideur modale k_i . En normalisant l'équation précédente par les masses modales, on fait apparaître les pulsations ω_i de chaque mode :

$$\ddot{q}_i(t) + \omega_i^2 q_i(t) = \psi_i^T \mathbf{F}_s(t) \quad (\text{III.58})$$

où les modes ψ_i sont les modes Ψ_i normalisés et $\omega_i = \sqrt{\frac{k_i}{m_i}}$.

Dans le modèle présenté précédemment, l'amortissement de la structure a été négligé. Si l'on considère un amortissement de type visqueux, l'équation (III.54) peut s'écrire :

$$\underline{\underline{\mathbf{M}}} \ddot{\mathbf{u}}_s + \underline{\underline{\mathbf{C}}} \dot{\mathbf{u}}_s + \underline{\underline{\mathbf{K}}} \mathbf{u}_s = \mathbf{F}_s \quad (\text{III.59})$$

où $\underline{\underline{\mathbf{C}}}$ est la matrice d'amortissement. Dans le cas général, le problème aux valeurs propres associés n'admet pas de solutions réelles. Les valeurs propres et vecteurs propres sont complexes. Physiquement, cela signifie que lorsque l'un des modes propres de la structure est excité, les différents points matériels ne vibrent pas en phase (Caughey et al. [345]). Afin de pouvoir travailler avec des modes réels, le modèle de Rayleigh est souvent utilisé pour la matrice d'amortissement (Adhikari [346]). La matrice d'amortissement est considérée proportionnelle aux matrices de masse et de raideur :

$$\underline{\underline{\mathbf{C}}} = \alpha \underline{\underline{\mathbf{M}}} + \beta \underline{\underline{\mathbf{K}}}$$

Dans ce cas, la matrice $\underline{\underline{\mathbf{C}}}$ est diagonalisable et les vecteurs propres sont ceux du système non-amorti. Les valeurs propres sont alors inférieures à celles obtenues sans amortissement. En utilisant un modèle d'amortissement de Rayleigh, on obtient pour les amplitudes modales des équations de type oscillateur amorti :

$$\ddot{q}_i(t) + 2\zeta_i \omega_i \dot{q}_i(t) + \omega_i^2 q_i(t) = \psi_i^T \mathbf{F}_s(t) \quad (\text{III.60})$$

où ζ_i est le taux d'amortissement modal.

En pratique, un nombre limité N_m de modes propres est nécessaire pour obtenir un champ de déplacement \mathbf{u}_s proche de celui qu'on obtiendrait avec une infinité de modes. Ces modes peuvent être calculés avant le début d'une simulation couplée, en utilisant le logiciel Abaqus. A chaque itération non-linéaire du solveur fluide, le problème structure se réduit donc à la résolution de N_m équations scalaires (III.60) pour obtenir les amplitudes modales. Ces équations sont résolues à l'intérieur du solveur fluide à chaque itération non-linéaire, garantissant ainsi un couplage fort et une réduction significative du temps de calcul par rapport à une approche partitionnée classique.

III.3.3 Obtention des fréquences et modes propres avec Abaqus

Les fréquences et modes propres de la structure sont obtenus à l'aide du logiciel Abaqus. Le maillage du profil est réalisé à l'aide d'éléments hexaédriques isoparamétriques. Chaque élément est composé de 20 noeuds pour la résolution des déplacements, comme présenté en figure III.6. Les fonctions de forme utilisées sont quadratiques et sont présentées par Lapidus et al. [347]. Les intégrales présentes dans les matrices de masse et de raideur (III.52) sont calculées à l'aide de points de Gauss. Les éléments C3D20 d'Abaqus contiennent 27 points d'intégration. Le logiciel permet aussi d'utiliser des éléments avec intégration réduite C3D20R (8 points d'intégration) afin de réduire les temps de calculs. L'utilisation d'un nombre réduit de points d'intégration permet aussi d'éviter les problèmes courants de blocage de cisaillement pour des éléments linéaires ou de blocage volumétrique pour des matériaux incompressibles (coefficient de Poisson proche de $\nu = 0.5$). Cependant ces difficultés ne sont pas susceptibles d'apparaître dans le cadre de l'élasticité linéaire avec des éléments quadratiques. Pour les deux types d'éléments, les temps de calculs pour l'analyse modale sont de l'ordre de quelques minutes et l'analyse modale n'est de toute façon effectuée qu'une unique fois, avant les calculs couplés proprement dits. Les calculs ont donc été réalisés à l'aide d'éléments C3D20, qui présentent l'avantage de mieux décrire les contraintes.

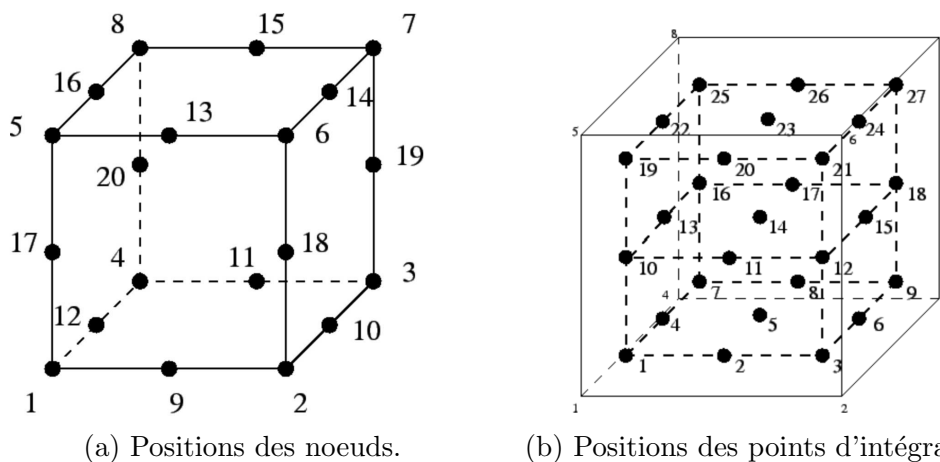


FIGURE III.6 – Description des éléments quadratiques C3D20 dans Abaqus.

Différentes conditions aux limites pour la base du profil fixée à la paroi de la veine ont été analysées. Comme observé par Gaugain [6] pour un NACA 66, les fréquences propres les plus proches de celles mesurées expérimentalement sont obtenues pour une condition d'encastrement en porte-à-faux. L'influence des conditions aux limites sur les fréquences modales est détaillée dans le prochain chapitre. Dans Abaqus, le problème aux valeurs propres (III.56) est résolu à l'aide d'un algorithme de Lanczos par blocs (Grimes et al. [348]). Dans l'équation (III.60) le terme de droite correspond aux efforts projetés sur le mode ψ_i . Si l'influence de la gravité est négligée, les efforts sont uniquement dus à l'écoulement fluide et sont donc localisés à l'interface. Ainsi, le produit $\psi_i^T \mathbf{F}_s$ ne nécessite de connaître que les déplacements des modes à la surface de la structure. Un script python est donc utilisé dans Abaqus pour extraire les déplacements modaux aux noeuds situés sur la surface du profil. Dans la suite, ce sont ces déplacements qui sont utilisés dans le code ISIS-CFD et sont notés ψ_i .

III.4 Couplage fluide-structure dans ISIS-CFD

Les simulations avec interaction fluide-structure soulèvent trois problématiques spécifiques :

- la déformation du maillage fluide
- l'interpolation des déplacements et des efforts à l'interface fluide-structure
- l'algorithme de couplage entre les deux problèmes.

Comme présenté en figure III.7, les noeuds du maillage solide et du maillage fluide à l'interface ne sont pas obligatoirement confondus. Les déplacements du maillage structure \mathbf{u}_s doivent donc être interpolés pour obtenir les déplacements aux noeuds du maillage fluide \mathbf{u}_f . De la même façon les efforts issus du solveur fluide \mathbf{F}_f doivent être interpolés sur les noeuds du maillage structure pour obtenir \mathbf{F}_s . Une fois les déplacements des noeuds fluides obtenus à l'interface, il est nécessaire de déformer le reste du maillage fluide. Dans le code ISIS-CFD, l'interpolation à l'interface et la déformation du maillage pour l'approche modale sont basées sur une interpolation par fonctions de bases radiales (RBF), comme présenté par Rendall et al. [349].

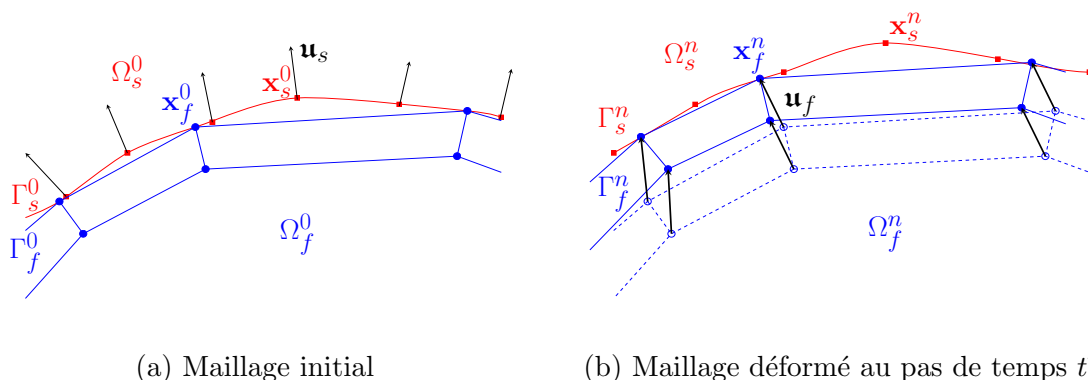


FIGURE III.7 – Schéma des noeuds fluide et structure à l'interface.

Dans le cas de la décomposition modale employée pour le problème structure, cette méthode permet d'utiliser une approche paramétrique de la déformation de maillage, similaire à celle présentée par Groth et al. [350]. De plus, les temps de calculs sont significativement réduits grâce à une méthode hybride, utilisant la méthode de déformation par RBF et une mise à jour du maillage par une condition aux limites de transpiration (section III.4.3).

III.4.1 Déformation du maillage fluide

III.4.1.a Interpolation par RBF

La déformation du maillage fluide repose sur une interpolation par RBF des déplacements aux noeuds fluides \mathbf{u}_f , à partir des déplacements aux noeuds structure \mathbf{u}_s . L'interpolation par RBF d'une quantité γ s'écrit dans le cas général :

$$\gamma(\mathbf{x}) = \sum_{i=1}^N \alpha_i \phi_i(\|\mathbf{x} - \mathbf{x}_i\|) + p(\mathbf{x}) \quad (\text{III.61})$$

où $\mathbf{x}=(x,y,z)$ est le vecteur position et les \mathbf{x}_i sont les vecteurs positions de N points de contrôle de l'interpolation correspondant aux centres des fonctions radiales ϕ_i . Les α_i sont les coefficients de l'interpolation. Le dernier terme $p(\mathbf{x})$ est un polynôme du premier ordre permettant de retrouver les translations de corps rigides (Beckert et Wendland [351]) :

$$p(x, y, z) = \gamma_0 + \gamma_x x + \gamma_y y + \gamma_z z \quad (\text{III.62})$$

Différentes fonctions radiales peuvent être utilisées, dans ISIS-CFD il s'agit des fonctions compactes de classe C^2 proposées par Wendland [352]. Pour obtenir les déformations du maillage fluide, on applique l'expression (III.61) à chaque composante \mathbf{u}_{fx} , \mathbf{u}_{fy} et \mathbf{u}_{fz} des vecteurs de déplacements \mathbf{u}_f . Les noeuds du maillage structure déformé sont choisis comme points de contrôle de l'interpolation. Par exemple, pour les déplacements dans la direction x , on obtient :

$$\mathbf{u}_{fx}(\mathbf{x}) = \sum_{i=1}^{N_s} \alpha_{x,i} \phi_i(\|\mathbf{x} - \mathbf{x}_{s,i}\|) + p(\mathbf{x}) \quad (\text{III.63})$$

où $\mathbf{x}_{s,i}$ correspond à la position du $i^{\text{ième}}$ noeud du domaine structure. L'équation (III.63) peut être écrite en tant que produit matriciel :

$$\mathbf{u}_{fx} = \underline{\underline{\mathbf{M}}}\mathbf{a}_x \quad (\text{III.64})$$

avec

$$\mathbf{a}_x = \begin{bmatrix} \alpha_{x,1} \\ \vdots \\ \alpha_{x,N_s} \\ \gamma_0 \\ \gamma_x \\ \gamma_y \\ \gamma_z \end{bmatrix} \quad \text{et} \quad \underline{\underline{\mathbf{M}}} = \begin{bmatrix} \phi_{f_1 s_1} & \phi_{f_1 s_2} & \cdots & \phi_{f_1 s_{N_s}} & 1 & x_{f_1} & y_{f_1} & z_{f_1} \\ \phi_{f_2 s_1} & \phi_{f_2 s_2} & \cdots & \phi_{f_2 s_{N_s}} & 1 & x_{f_2} & y_{f_2} & z_{f_2} \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ \phi_{f_{N_f} s_1} & \phi_{f_{N_f} s_2} & \cdots & \phi_{f_{N_f} s_{N_s}} & 1 & x_{f_{N_f}} & y_{f_{N_f}} & z_{f_{N_f}} \end{bmatrix} \quad (\text{III.65})$$

où on utilise la notation $\phi_{f_i s_j} = \phi(\|\mathbf{x}_{f,i} - \mathbf{x}_{s,j}\|)$ et le vecteur \mathbf{u}_{fx} contient les déplacements de tous les noeuds du maillage fluide dans la direction x .

Les coefficients d'interpolation $\alpha_{x,i}$ sont déterminés afin de retrouver exactement les déplacements des noeuds structure à l'interface avec l'équation (III.63). On peut alors écrire une relation similaire à (III.64) :

$$\mathbf{u}_{sx} = \underline{\underline{\mathbf{N}}}\mathbf{a}_x \quad (\text{III.66})$$

où la matrice $\underline{\underline{\mathbf{N}}}$ s'écrit :

$$\underline{\underline{\mathbf{N}}} = \begin{bmatrix} \phi_{s_1 s_1} & \phi_{s_1 s_2} & \cdots & \phi_{s_1 s_{N_s}} & 1 & x_{s_1} & y_{s_1} & z_{s_1} \\ \phi_{s_2 s_1} & \phi_{s_2 s_2} & \cdots & \phi_{s_2 s_{N_s}} & 1 & x_{s_2} & y_{s_2} & z_{s_2} \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ \phi_{s_{N_s} s_1} & \phi_{s_{N_s} s_2} & \cdots & \phi_{s_{N_s} s_{N_s}} & 1 & x_{s_{N_s}} & y_{s_{N_s}} & z_{s_{N_s}} \\ 1 & 1 & \cdots & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ x_{s_1} & x_{s_2} & \cdots & x_{s_{N_s}} & 0 & 0 & 0 & 0 \\ y_{s_1} & y_{s_2} & \cdots & y_{s_{N_s}} & 0 & 0 & 0 & 0 \\ z_{s_1} & z_{s_2} & \cdots & z_{s_{N_s}} & 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}$$

Les coefficients d'interpolation $\alpha_{x,i}$ sont donnés par :

$$\mathbf{a}_x = \underline{\underline{\mathbf{N}}}^{-1} \mathbf{u}_{sx}$$

L'équation (III.64) est finalement utilisée pour interpoler les déplacements des noeuds fluides dans chaque direction :

$$\mathbf{u}_f = \begin{bmatrix} \mathbf{u}_{fx} \\ \mathbf{u}_{fy} \\ \mathbf{u}_{fz} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \underline{\underline{\mathbf{K}}} & 0 & 0 \\ 0 & \underline{\underline{\mathbf{K}}} & 0 \\ 0 & 0 & \underline{\underline{\mathbf{K}}} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \mathbf{u}_{sx} \\ \mathbf{u}_{sy} \\ \mathbf{u}_{sz} \end{bmatrix} \quad (\text{III.67})$$

où $\underline{\underline{\mathbf{K}}} = \underline{\underline{\mathbf{M}}}\underline{\underline{\mathbf{N}}}^{-1}$.

Finalement, la stratégie de déformation de maillage utilisée peut être vue comme une approche paramétrique par rapport aux modes propres de la structure (Biancolini et al. [163], Groth et al. [350]). En effet, en combinant les équations (III.67) et (III.57) on obtient :

$$\mathbf{u}_f = (\underline{\underline{\mathbf{K}}} \otimes \underline{\underline{\mathbf{I}}}) \mathbf{u}_s = \sum_i^{N_m} q_i(t) (\underline{\underline{\mathbf{K}}} \otimes \underline{\underline{\mathbf{I}}}) \boldsymbol{\psi}_i = \sum_i^{N_m} q_i(t) \mathbf{u}_{fi}^{\text{mod}} \quad (\text{III.68})$$

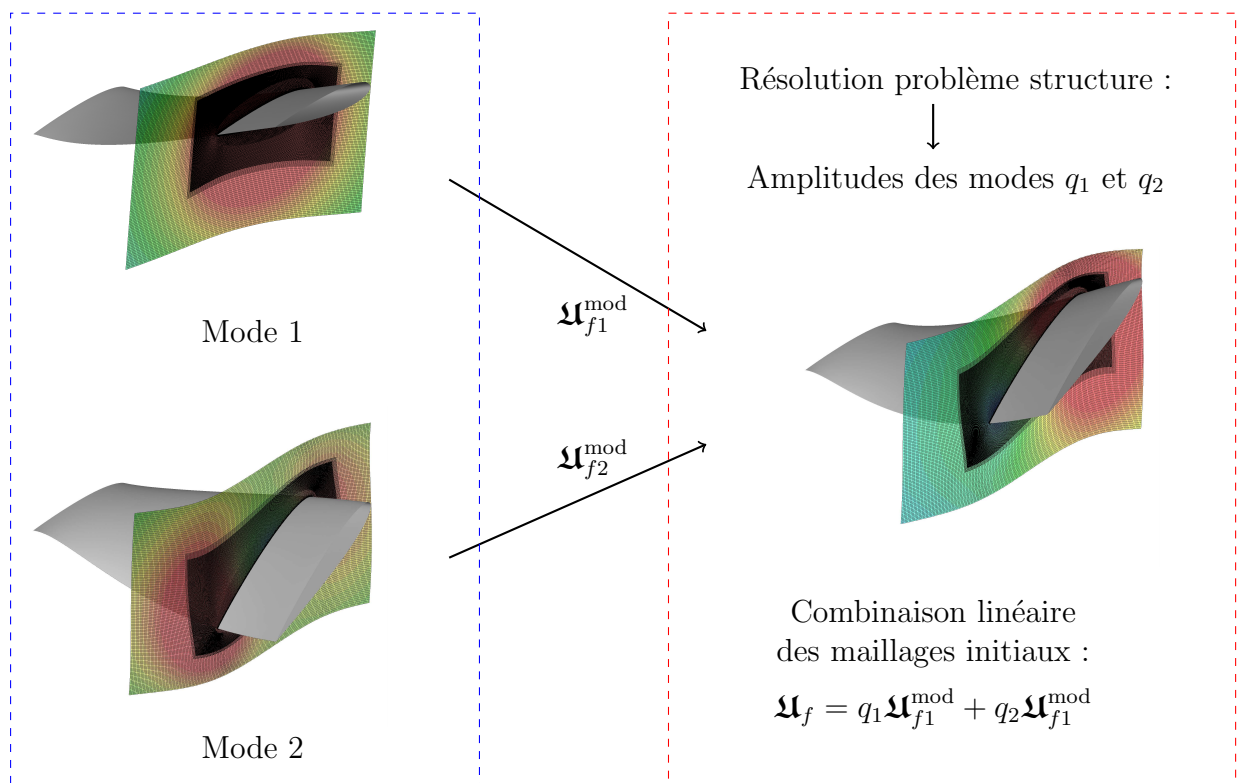
Comme présenté en figure III.8, la déformation du maillage fluide peut donc s'écrire comme une combinaison linéaire de maillages $\mathbf{u}_{fi}^{\text{mod}}$ obtenus à partir des modes propres de la structure, dont les coefficients sont les amplitudes modales q_i .

Les maillages $\mathbf{u}_{fi}^{\text{mod}}$ peuvent en théorie être calculés une unique fois en début de simulation, puis utilisés à chaque itération non-linéaire pour obtenir le maillage déformé \mathbf{u}_f . Cependant, chaque vecteur $\mathbf{u}_{fi}^{\text{mod}}$ est de taille $3 \times N_f$, et le stockage de ces vecteurs peut demander beaucoup de mémoire si le nombre de modes utilisés est important. C'est pourquoi, seule la matrice $\underline{\underline{\mathbf{N}}}^{-1}$, de taille inférieure $N_s + 4 \times N_s + 4$, est sauvegardée au début de la simulation. Les coefficients de la matrice $\underline{\underline{\mathbf{M}}}$ sont ensuite calculés "à la volée" pour obtenir le maillage déformé avec l'équation (III.67). De plus, la taille de la matrice $\underline{\underline{\mathbf{N}}}^{-1}$ peut avantageusement être réduite à l'aide de l'algorithme "glouton" décrit dans la prochaine section.

III.4.1.b Algorithme "glouton"

Lorsque les maillages structures sont très raffinés, le produit matriciel (III.67) peut devenir gourmand en temps de calcul. Afin de réduire le coût de la déformation de maillage, un algorithme "glouton" a été implémenté pour la mise à jour du maillage. En effet, si des maillages structures relativement fins sont nécessaires pour obtenir une estimation précise des modes $\boldsymbol{\psi}_i$, seul un ensemble réduit de noeuds structure peut être utilisé pour l'interpolation RBF. La méthode proposée par Rendall et Allen [353] permet d'obtenir un ensemble de noeuds structure N_s^{red} tel que l'erreur ϵ sur l'interpolation RBF soit inférieure à une tolérance ϵ_{tol} choisie par l'utilisateur. Pour une approche partitionnée classique, cet ensemble dépend du déplacement \mathbf{u}_s et l'algorithme "glouton" doit être effectué pour chaque déformation du maillage fluide. Cependant, pour l'approche modale utilisée dans ISIS-CFD, la forme des déplacements des noeuds structure est connue *a priori* :

$$\mathbf{u}_s = \sum_i^{N_m} q_i(t) \boldsymbol{\psi}_i(\mathbf{x}) \quad (\text{III.69})$$



Maillages $\mathbf{u}_{f1}^{\text{mod}}$ et $\mathbf{u}_{f2}^{\text{mod}}$

Maillages déformés calculés à chaque itération temporelle

FIGURE III.8 – Déformation paramétrique du maillage. Deux modes propres du profil sont utilisés dans cet exemple.

Dans ce cas, il est plus judicieux d'appliquer l'algorithme "glouton" à l'interpolation RBF des formes modales ψ_i . Pour chaque mode, on cherche donc un ensemble de $N_{\psi_i}^{\text{red}}$ noeuds permettant d'interpoler correctement les vecteurs ψ_i . L'interpolation à partir de l'ensemble réduit de noeuds structure s'écrit :

$$\psi_i^{\text{red}} = \begin{bmatrix} \psi_{ix}^{\text{red}} \\ \psi_{iy}^{\text{red}} \\ \psi_{iz}^{\text{red}} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \underline{\underline{\mathbf{K}}}^{\text{red}} & 0 & 0 \\ 0 & \underline{\underline{\mathbf{K}}}^{\text{red}} & 0 \\ 0 & 0 & \underline{\underline{\mathbf{K}}}^{\text{red}} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \mathbf{u}_{sx}^{\text{red}} \\ \mathbf{u}_{sy}^{\text{red}} \\ \mathbf{u}_{sz}^{\text{red}} \end{bmatrix}$$

Partant d'un ensemble initial de quelques noeuds, l'algorithme permet d'ajouter de façon successive les noeuds où l'erreur entre le mode interpolé ψ_i^{red} et le mode initial ψ_i est la plus importante. L'algorithme "glouton" prend fin lorsque l'erreur relative ϵ est inférieure à la valeur de tolérance :

$$\epsilon = \frac{\max (||\psi_i^{\text{red}}(\mathbf{x}_{sj}) - \psi_i(\mathbf{x}_{sj})||)}{\max (||\psi_i||)} \leq \epsilon_{\text{tol}} \quad (\text{III.70})$$

Les noeuds utilisés comme points de contrôle pour la déformation de maillage par RBF sont finalement l'union des sous-ensembles obtenus pour chaque mode. Cette méthode permet de réduire considérablement la taille de la matrice d'interpolation, sans diminuer la qualité du maillage fluide déformé, ni modifier significativement la réponse de la structure. Pour les maillages utilisés dans cette thèse, le nombre de noeuds dans l'ensemble réduit N_s^{red} est environ 20 fois inférieur au nombre total de noeuds du maillage structure.

III.4.1.c Loi de conservation géométrique pour la formulation ALE

La déformation du maillage, présentée dans la section précédente, induit des vitesses de déplacements des faces \mathbf{U}_d , qui apparaît dans les équations de transport discrétisées (III.26). Afin de garantir la conservation de la masse dans le domaine fluide, ces vitesses de déplacement doivent satisfaire la loi de conservation géométrique :

$$\frac{\delta}{\delta t} \iiint_{\Omega_h} dV - \iint_{\Gamma_h} \mathbf{U}_d \cdot \mathbf{dS} = 0 \quad (\text{III.71})$$

La discrétisation classique des intégrales surfaciques $\iint_{\mathcal{S}} \mathbf{U}_d \cdot \mathbf{dS} = \mathbf{U}_d(\mathcal{S}) \cdot \mathbf{S}$ (équation (III.27)) pour les flux de vitesse de déplacement sur chaque face \mathcal{S} ne permet pas de satisfaire l'équation au zéro machine. Une violation de l'équation (III.4.1.c) discrétisée se traduirait par des erreurs sur l'équation de conservation de la masse. Les vitesses \mathbf{U}_d sont donc calculées à partir des volumes $\delta\mathcal{V}$ balayés par chaque face entre deux pas de temps, permettant ainsi de satisfaire la loi de conservation géométrique au niveau discret. Les flux de vitesse de déplacement sont calculés en utilisant :

$$\iint_{\mathcal{S}} \mathbf{U}_d \cdot \mathbf{dS} = \frac{\delta\mathcal{V}_{\mathcal{S}^n}^{\mathcal{S}^{n+1}}}{\Delta t}$$

où $\delta\mathcal{V}_{\mathcal{S}^n}^{\mathcal{S}^{n+1}}$ représente le volume algébrique balayé par la face \mathcal{S} entre les pas de temps t^n et t^{n+1} . Les détails du calcul des volumes balayés sont présentés dans la thèse de Leroyer [354].

III.4.2 Interpolation à l'interface fluide-structure

Comme présenté dans la section III.4.1, les déplacements aux noeuds du maillage fluide peuvent s'exprimer comme le produit d'une matrice de couplage et d'un vecteur contenant les déplacements structures (équation (III.67)). Ceci s'applique en particulier aux déplacements des noeuds du maillage fluide à l'interface \mathbf{u}_{Γ_f} :

$$\mathbf{u}_{\Gamma_f} = \underline{\underline{\mathbf{H}}}_{\Gamma} \mathbf{u}_s \quad (\text{III.72})$$

où la matrice $\underline{\underline{\mathbf{H}}}_{\Gamma}$ est construite en n'utilisant que les noeuds fluides à l'interface. Comme dans le cas de la déformation de maillage, une relation analogue à l'équation (III.68) peut être obtenue :

$$\mathbf{u}_{\Gamma_f} = \sum_i^{N_m} q_i(t) \Psi_{fi} \quad (\text{III.73})$$

où les vecteurs Ψ_{fi} peuvent être calculés en début de simulation à l'aide de la relation :

$$\Psi_{fi} = \underline{\underline{\mathbf{H}}}_{\Gamma} \psi_i$$

La méthode d'interpolation par RBF permet donc de gérer de façon unifiée la déformation du maillage et l'interpolation des déplacements à l'interface. Pour une approche partitionnée classique, il faut aussi interpoler les forces du maillage fluide \mathbf{F}_f à l'interface pour obtenir les efforts sur le maillage structure \mathbf{F}_s . Afin d'assurer la conservation de l'énergie à l'interface fluide-structure, les efforts peuvent être interpolés en utilisant l'opérateur adjoint de l'équation précédente (Rendall et Allen [349]) :

$$\mathbf{F}_s = \underline{\underline{\mathbf{H}}}_{\Gamma}^T \mathbf{F}_f$$

Cependant, pour l'approche modale, les chargements fluides ne sont utilisés que dans l'équation (III.60), pour calculer le terme $\psi_i^T \mathbf{F}_s$. En utilisant l'expression précédente, ce terme peut s'écrire :

$$\psi_i^T \mathbf{F}_s = \psi_i^T \underline{\underline{\mathbf{H}}}_{\Gamma}^T \mathbf{F}_f = (\underline{\underline{\mathbf{H}}}_{\Gamma} \psi_i)^T \mathbf{F}_f = \Psi_{fi}^T \mathbf{F}_f$$

L'interpolation des quantités à l'interface ne nécessite donc que le calcul des formes modales sur le maillage fluide Ψ_{fi} , qui peut être effectué une unique fois en début de simulation.

III.4.3 Conditions aux limites de transpiration

Alors que les déformations entre deux pas de temps consécutifs peuvent être relativement importantes, les déplacements de l'interface fluide-structure entre deux itérations non-linéaires restent limités. Plutôt que de recalculer le maillage fluide déformé à chaque itération non-linéaire avec une interpolation par RBF, une méthode de transpiration des conditions aux limites peut avantageusement réduire les temps de calcul (Deparis et al. [355]). Au début d'un pas de temps, l'interpolation par RBF est utilisée pour obtenir les positions des noeuds sur le maillage fluide déformé $\mathbf{u}_{f,0}^n$ et la position de l'interface $\Gamma_{f,0}^n$ (figure III.9). Les vitesses de déplacements du maillages $\mathbf{U}_{d,0}^n$ peuvent alors être calculées pour toutes les faces du maillage fluide.

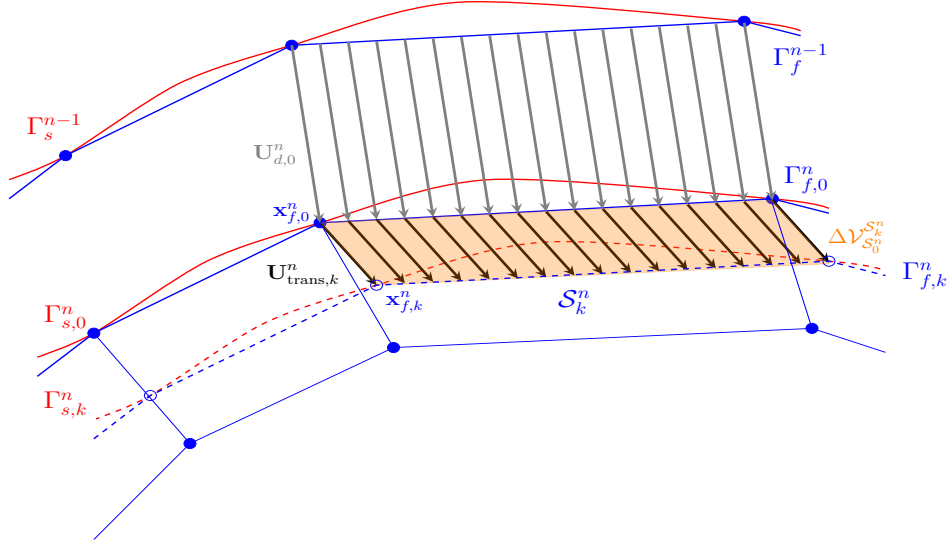


FIGURE III.9 – Conditions de transpiration à l'interface fluide-structure.

Pour chaque itération non-linéaire suivante $k > 1$, les équations fluides sont résolues sur le maillage $\mathfrak{U}_{f,0}^n$ en modifiant les flux des vitesses de déplacements $\mathbf{U}_{d,k}^n$ sur l'interface $\Gamma_{f,0}^n$. Sur les faces du maillage fluide à l'interface, les flux sont mis à jour en utilisant :

$$\iint_{\Gamma_{f,0}^n} \mathbf{U}_{d,k}^n \cdot d\mathbf{S} = \iint_{\Gamma_{f,0}^n} \mathbf{U}_{d,0}^n \cdot d\mathbf{S} + \iint_{\Gamma_{f,0}^n} \mathbf{U}_k^{\text{transp}} \cdot d\mathbf{S} \quad (\text{III.74})$$

Les flux de la vitesse de transpiration $\mathbf{U}_k^{\text{transp}}$ sont obtenus avec la méthode décrite dans la thèse de Leroyer [354], i.e. en calculant le volume algébrique $\Delta\mathcal{V}$ balayé par la face \mathcal{S} entre les positions $\Gamma_{f,0}^n$ et $\Gamma_{f,k}^n$:

$$\iint_{\mathcal{S}} \mathbf{U}_k^{\text{transp}} \cdot d\mathbf{S} = \frac{\Delta\mathcal{V}_{S_0^n}^{S_k^n}}{\Delta t} \quad (\text{III.75})$$

Ainsi l'utilisation de conditions de transpiration permet de n'avoir à calculer que les positions des noeuds fluides à l'interface à chaque itération non-linéaire, sans avoir à mettre à jour les métriques et les flux de vitesse de déplacement. Le temps de calcul associé à cette opération est donc bien plus faible que celui nécessaire à la déformation du maillage fluide par RBF (en particulier si l'expression (III.73) est utilisée).

III.4.4 Stratégie de couplage

III.4.4.a Algorithme général

Les différentes étapes de l'algorithme général utilisé pour les simulations couplées sont présentées dans le diagramme III.10. Comme présenté en section III.3, la première étape de l'algorithme consiste à obtenir les fréquences propres et formes modales de la structure avec Abaqus. Grâce à cette décomposition modale, la stratégie de couplage peut être gérée complètement par le solveur fluide, sans échange avec le code structure, limitant ainsi les temps de calculs. De plus, la stabilisation du couplage par masse ajoutée artificielle, présentée en section III.4.4.c est facilement mise en place.

L'algorithme "glouton" présenté en section III.4.1 est effectué en début de simulation, afin de réduire la taille du maillage structure utilisé pour la déformation du maillage et la résolution des équations modales. A chaque pas de temps t^n , les équations (III.60) sont d'abord résolues afin d'obtenir une prédiction des déplacements de la structure $\underline{\mathbf{u}}_{s,0}^n$. Le maillage fluide est alors déformé grâce à l'interpolation des déplacements par RBF. A l'intérieur d'un pas de temps, une boucle itérative permet la convergence des non-linéarités des équations RANSE. A chaque itération, les équations sur les amplitudes modales sont aussi résolues afin d'assurer un couplage fort entre les équations du domaine fluide et du domaine structure. Les N_m équations (III.60) sont linéaires et scalaires et sont donc résolues très rapidement dans le solveur fluide. Pour chaque itération non-linéaire suivante, les déformations de la structure sont gérées à l'aide de conditions limites de transpiration. La déformation du maillage par RBF n'est donc effectuée qu'une seule fois par pas de temps, limitant ainsi les temps de calcul. La boucle sur les itérations non-linéaires s'achève lorsque la convergence des résidus des équations RANSE ou le nombre maximum d'itérations souhaitées sont atteints.

III.4.4.b Stabilité du couplage fluide-structure

L'étude de l'interaction fluide-structure pour un fluide au repos (De Langre [31]) ou dans le cadre de la théorie potentielle (Nacos et Sclavounos [356]) montre qu'une partie de la force qui s'exerce sur une structure immergée est proportionnelle à son accélération :

$$\underline{\underline{\mathbf{M}}}\ddot{\underline{\mathbf{u}}}_s + \underline{\underline{\mathbf{C}}}\dot{\underline{\mathbf{u}}}_s + \underline{\underline{\mathbf{K}}}\underline{\mathbf{u}}_s = \tilde{\mathbf{F}} - \underline{\underline{\mathbf{M}}}^a \ddot{\underline{\mathbf{u}}}_s \quad (\text{III.76})$$

où la matrice $\underline{\underline{\mathbf{M}}}_a$ est appelée matrice de masse ajoutée.

La masse ajoutée est souvent considérée comme la masse de fluide entraînée par le mouvement d'une structure. Elle devrait plus exactement être considérée comme un coefficient indiquant l'amplitude de la réponse inertielle du fluide, due à l'accélération de la structure. Après décomposition modale, l'équation (III.76) peut s'écrire :

$$m_i \ddot{q}_i(t) + c_i \dot{q}_i(t) + k_i q_i(t) = \tilde{f}_i(t) - m_i^a \ddot{q}_i(t) \quad \text{avec} \quad m_i^a = \underline{\underline{\boldsymbol{\psi}}}_i^T \underline{\underline{\mathbf{M}}}^a \underline{\underline{\boldsymbol{\psi}}}_i \quad (\text{III.77})$$

Le coefficient m_i^a correspond à la masse ajoutée pour le mode $\underline{\underline{\boldsymbol{\psi}}}_i$. Dans la boucle d'itérations non-linéaires, les nouvelles amplitudes modales sont calculées à partir des chargements fluides à l'itération précédente, en utilisant l'équation semi-discrétisée :

$$m_i \ddot{q}_{i,k+1}^n + c_i \dot{q}_{i,k+1}^n + k_i q_{i,k+1}^n = f_{i,k}^n = \tilde{f}_k^n - m_i^a \ddot{q}_{i,k}^n \quad (\text{III.78})$$

Lorsque les termes inertiels sont dominants devant les autres termes, l'équation précédente peut être simplifiée en :

$$m_i \ddot{q}_{i,k+1}^n = \tilde{f}_k^n - m_i^a \ddot{q}_{i,k}^n$$

Pour un schéma d'Euler du deuxième ordre la discrétisation temporelle s'écrit :

$$m_i (e^n \dot{q}_{i,k+1}^n + e^{n-1} \dot{q}_i^{n-1} + e^{n-2} \dot{q}_i^{n-2}) = \tilde{f}_k^n - m_i^a \ddot{q}_{i,k}^n (e^n \dot{q}_{i,k}^n + e^{n-1} \dot{q}_i^{n-1} + e^{n-2} \dot{q}_i^{n-2})$$

En notant ϵ l'erreur sur \dot{q}_i et en considérant que les erreurs sont nulles aux pas de temps précédents, on peut écrire :

$$\epsilon_{k+1}^n = \frac{1}{m_i e^n} \frac{\partial \tilde{f}}{\partial \dot{q}_i} \epsilon_k^n - \frac{m_i^a}{m_i} \epsilon_k^n$$

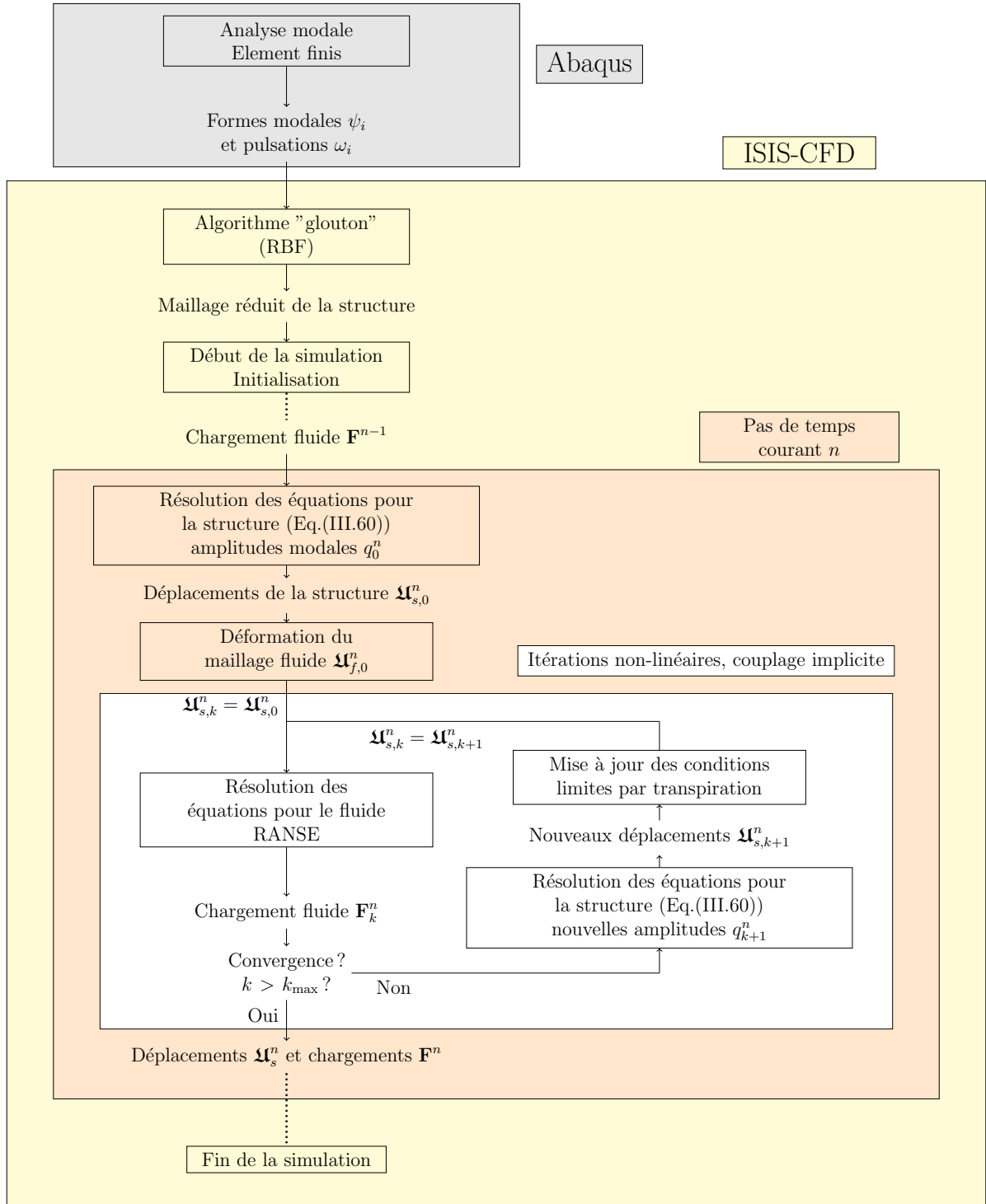


FIGURE III.10 – Algorithme général pour la résolution de simulations couplées.

Le premier terme du membre de droite est proportionnel à un terme d'amortissement $\frac{\partial \tilde{f}}{\partial \dot{q}_i}$. Dans le cas où les efforts inertiels dominent, l'équation de propagation de l'erreur devient :

$$\epsilon_{k+1}^n = -\frac{m_i^a}{m_i} \epsilon_k^n \quad (\text{III.79})$$

Lorsque la densité du fluide est supérieure à celle de la structure, ou du même ordre de grandeur, on peut se retrouver avec $m_i^a > m_i$. L'équation précédente montre que l'on

peut alors avoir divergence des amplitudes modales et le couplage fluide-structure peut devenir instable.

III.4.4.c Stabilisation par relaxation : masse ajoutée artificielle

Afin de limiter la dépendance du terme de droite de l'équation (III.78) sur l'accélération, un terme de masse ajoutée artificielle est additionné à gauche et à droite :

$$(m_i + \hat{m}_i^a)\ddot{q}_{i,k+1}^n + c_i\dot{q}_{i,k+1}^n + k_i q_{i,k+1}^n = f_{i,k}^n = \tilde{f}_k^n - m_i^a \ddot{q}_{i,k}^n + \hat{m}_i^a \ddot{q}_{i,k}^n$$

où \hat{m}_i^a est le coefficient de masse ajoutée artificielle. Lorsque la convergence est atteinte $\ddot{q}_{i,k+1}^n = \ddot{q}_{i,k}^n$ on retrouve bien l'équation (III.78). Cette procédure revient à effectuer une relaxation (d'origine physique) sur $\ddot{q}_{i,k+1}^n$:

$$\ddot{q}_{i,k+1}^n \leftarrow \left(1 - \frac{m_i}{m_i + \hat{m}_i^a}\right) \ddot{q}_{i,k}^n + \frac{m_i}{m_i + \hat{m}_i^a} \ddot{q}_{i,k+1}^n$$

En reprenant l'équation simplifiée (III.79), la convergence est assurée si :

$$\hat{m}_i^a > \frac{m_i^a - m_i}{2}$$

Une très grande valeur de \hat{m}_i^a peut être utilisée pour assurer la stabilité du couplage. Cependant une valeur trop importante de \hat{m}_i^a peut significativement réduire la vitesse de convergence car l'accélération est fortement relaxée. Pour que la vitesse de convergence soit optimale, le coefficient \hat{m}_i^a doit être le plus proche possible de la masse ajoutée réelle m_i^a .

La méthode proposée par Söding [357] est utilisée pour l'estimation de la masse ajoutée virtuelle \hat{m}_i^a . Considérons deux champs de vitesse \mathbf{U}_1 et \mathbf{U}_2 qui ne diffèrent que par leurs valeurs d'accélération :

$$\begin{aligned} \rho \frac{\partial(\mathbf{U}_1)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \underline{\mathbf{U}_1 \mathbf{U}_1}) &= -\nabla p_1 + \mu \Delta \mathbf{U}_1 \\ \rho \frac{\partial(\mathbf{U}_2)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \underline{\mathbf{U}_2 \mathbf{U}_2}) &= -\nabla p_2 + \mu \Delta \mathbf{U}_2 \end{aligned}$$

La soustraction de ces deux équations donne :

$$\rho \boldsymbol{\gamma} = -(\nabla p_1 - \nabla p_2) = -\nabla \hat{p} \quad (\text{III.80})$$

où $\boldsymbol{\gamma} = \rho \frac{\partial(\mathbf{U}_2)}{\partial t} - \rho \frac{\partial(\mathbf{U}_1)}{\partial t}$. Cette relation permet d'estimer la part des contraintes proportionnelle à l'accélération. La pression \hat{p} peut être vue comme le champ de contrainte qui s'établit dans le fluide en réponse à une accélération $\boldsymbol{\gamma}$. En prenant la divergence de l'équation (III.80), on obtient une équation sur la pression :

$$\nabla \cdot \left(\frac{\nabla \hat{p}}{\rho} \right) = 0$$

L'équation à résoudre est finalement obtenue par intégration sur le volume de fluide et en utilisant le théorème de la divergence :

$$\oint_{\Gamma} \frac{1}{\rho} \nabla \hat{p} \cdot \mathbf{n} \, dS = 0$$

Si la structure se déforme avec une accélération $\boldsymbol{\gamma}$, la condition limite à l'interface fluide-structure est donnée par :

$$-\frac{1}{\rho} \nabla \hat{p} \cdot \mathbf{n} = \boldsymbol{\gamma} \cdot \mathbf{n}$$

Sur les frontières rigides du domaine fluide les conditions limites sont :

$$-\frac{1}{\rho} \nabla \hat{p} \cdot \mathbf{n} = 0$$

En travaillant sur un mode, l'accélération imposée à la structure pour le mode Ψ_{fi} est :

$$\boldsymbol{\gamma} = \ddot{q}_i \Psi_{fi}$$

En choisissant $\ddot{q}_i = 1$, la masse ajoutée m_i^a peut être directement obtenue par la relation :

$$m_i^a = \Psi_{fi}^T \hat{\mathbf{P}} \Psi_{fi}$$

en notant $\hat{\mathbf{P}}$ le vecteur regroupant les contraintes de pression \hat{p} sur tous les noeuds fluides à l'interface.

Dans la plupart des cas, une unique estimation des masses ajoutées en début de simulation peut être suffisante pour stabiliser le couplage. Si nécessaire, il est possible de mettre à jour les valeurs de masses ajoutées pendant le déroulement de la simulation. Dans le cas d'un régime cavitant, la masse volumique du fluide varie au cours de la simulation, et le calcul des masses ajoutées à intervalle de temps régulier (tous les 100 pas de temps par exemple) permet par exemple d'obtenir les valeurs moyennes de masses ajoutées.

III.4.4.d Approche quasi-statique

Pour la simulation d'un écoulement subcavitant autour du profil flexible, la solution attendue est stationnaire. Dans ce cas, il n'est pas nécessaire de résoudre les équations sur les amplitudes modales (III.60) à chaque pas de temps. Afin de réduire les temps de calcul, les déformations de la structure peuvent par exemple être résolues tous les dix pas temps et mises à jour entre deux résolutions par une approche quasi-statique. Au pas de temps t^n , où l'on résout les déplacements de la structure, les équations (III.60) deviennent en régime stationnaire :

$$\omega_i^2 q_i^n = f_i^n \quad (\text{III.81})$$

Une prédiction de l'amplitude $q_i^{n+m} = q_i^n + \delta q_i$ au pas de temps t^{n+m} est obtenue en utilisant :

$$\omega_i^2 (q_i^n + \delta q_i) = f_i^n + \frac{f_i^n - f_i^{n-m}}{q_i^n - q_i^{n-m}} \delta q_i \quad (\text{III.82})$$

La relation précédente permet de calculer δq_i :

$$\delta q_i = \frac{\frac{f_i^n}{\omega_i^2} - q_i^n}{1 - \frac{1}{\omega_i^2} \frac{f_i^n - f_i^{n-m}}{q_i^n - q_i^{n-m}}} \quad (\text{III.83})$$

Pour les pas de temps t^l compris entre t^n et t^{n+m} , les amplitudes modales sont imposées à l'aide d'une loi linéaire ou d'une demi-rampe sinusoidale :

$$q_i^l = q_i^n + \alpha^l \delta q_i \quad (\text{III.84})$$

où α^l est un coefficient relatif à la rampe utilisée.

III.5 Bilan

Les équations RANSE sont résolues à l'aide du code volumes finis ISIS-CFD, dans lequel des modèles permettent de prendre en compte l'influence de la turbulence et de la cavitation. Les simulations avec interaction fluide-structure reposent sur une approche partitionnée. En effet, bien que le logiciel Abaqus soit utilisé pour obtenir les modes propres du profil à l'aide d'une méthode éléments finis, le couplage est directement géré par le solveur fluide ISIS-CFD en interne. Cette approche présente l'avantage d'éviter les échanges entre deux solveurs, habituellement nécessaires à une approche partitionnée classique et de facilement mettre en oeuvre la stabilisation des calculs par la méthode des masse ajoutées artificielles. La décomposition des déformations de la structure en modes propres permet de ne résoudre que quelques équations scalaires à chaque itération non-linéaire du solveur fluide, garantissant ainsi un couplage implicite fort. Les temps de calcul dus à la déformation du maillage et à l'interpolation des quantités à l'interface sont limités grâce à une approche hybride, combinant interpolation par RBF et conditions de transpiration à l'interface. L'approche modale utilisée, valide dans le cas de petits déplacements de la structure, est adaptée à l'étude de l'interaction fluide-structure du profil flexible en écoulement cavitant, pour lequel les déplacements à l'extrémité libre ne dépassent pas 5% de l'envergure.

Chapitre IV

Résultats en écoulement subcavitant

Sommaire

IV.1 Profil rigide	132
IV.1.1 Maillages et conditions aux limites	132
IV.1.2 Analyse des résultats expérimentaux	141
IV.1.3 Résultats numériques et comparaison avec les mesures	152
IV.2 Profil flexible	167
IV.2.1 Maillages fluide et structure	167
IV.2.2 Analyse des résultats expérimentaux	172
IV.2.3 Résultats numériques et comparaison avec les expériences	178
IV.3 Bilan	189

Préambule :

Ce chapitre s'organise en deux parties, la première dédiée à l'écoulement autour du profil rigide, la deuxième traitant des interactions fluide-structure sur le profil flexible. Pour ces deux parties, une analyse des mesures effectuées dans le tunnel de cavitation est proposée. Ces résultats expérimentaux sont ensuite utilisés pour valider les simulations numériques.

IV.1 Profil rigide

Dans cette section, les maillages utilisés pour les simulations sur le profil rigide ainsi que des calculs d'incertitudes sur les coefficients hydrodynamiques sont d'abord présentés pour l'approche numérique. Une brève discussion sur l'influence des conditions aux limites pour les quantités turbulentes est aussi proposée. Les coefficients de portance et de traînée mesurés à l'aide de la balance hydrodynamique sont ensuite analysés puis comparés à ceux de mesures antérieures effectuées à l'IRENav et à la littérature scientifique existante. Les coefficients hydrodynamiques calculés à l'aide des champs de vitesse PIV sont utilisés pour confirmer les mesures de la balance. Les résultats numériques sont comparés aux mesures de portance et de traînée, ainsi qu'aux champs de vitesse PIV. L'influence d'interstices entre le profil et les parois de la veine est estimée à l'aide de simulations numériques. Une étude numérique de la transition laminaire-turbulent est aussi développée, afin de juger de la pertinence des bandes adhésives ajoutées au profil en inox.

IV.1.1 Maillages et conditions aux limites

Les maillages du domaine fluide utilisés dans cette thèse ont été créés à l'aide du logiciel Hexpress, distribué par NUMECA. Ce mailleur permet de générer des maillages hexaédriques non-structurés. Dans un premier temps, une étude de convergence en maillages 2D est réalisée, afin d'estimer les incertitudes de discrétisation spatiale. Les maillages 2D sont ensuite utilisés pour générer des maillages 3D par extrusion, sur lesquels une étude de convergence est aussi réalisée.

IV.1.1.a Etude de convergence pour les maillages 2D

Les premières simulations numériques ont été réalisées en considérant un problème en deux dimensions, ne nécessitant pas de trop grandes ressources de calcul. Le cas test considéré est l'écoulement autour du profil en inox dans la veine du tunnel de cavitation pour une vitesse d'entrée $U = 5$ m/s ($Re=5 \cdot 10^5$) et un angle d'incidence $\alpha = 8^\circ$. Le domaine fluide utilisé pour les maillages est basé sur la géométrie de la veine d'essais et prend en compte la légère divergence de la section de veine. Un schéma de la géométrie et des différentes conditions aux limites est présenté en figure IV.1.

Une série de neuf maillages 2D notés de M9_{2D} à M1_{2D}, du plus grossier au plus fin, ont été générés avec le logiciel Hexpress. Chaque maillage est obtenu à partir d'un maillage de base uniforme, auquel sont ajoutées des boîtes de raffinements autour du profil. Chaque niveau de raffinement est obtenu en divisant les cellules par deux dans chaque direction. Une vue du maillage grossier M9_{2D} près du profil est donnée en figure IV.2. Le maillage est raffiné sur les parois du tunnel et du profil afin d'adopter une approche "bas Reynolds", soit $y^+ \lesssim 1$.

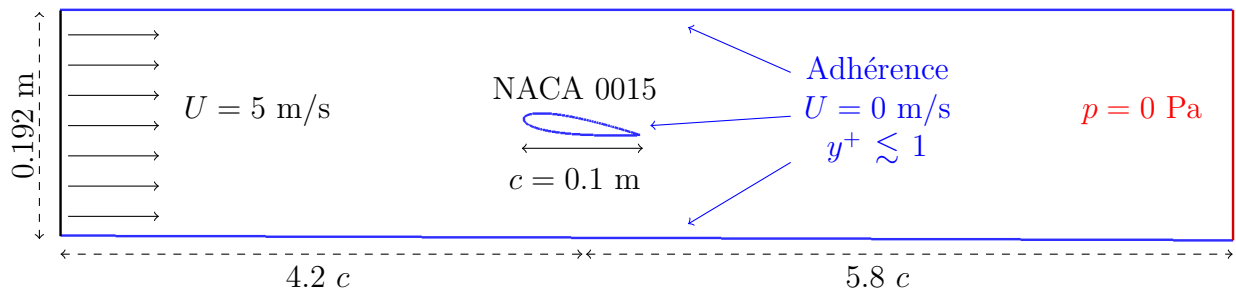


FIGURE IV.1 – Schéma du domaine fluide et conditions aux limites pour les simulations 2D en écoulements subcavitants.

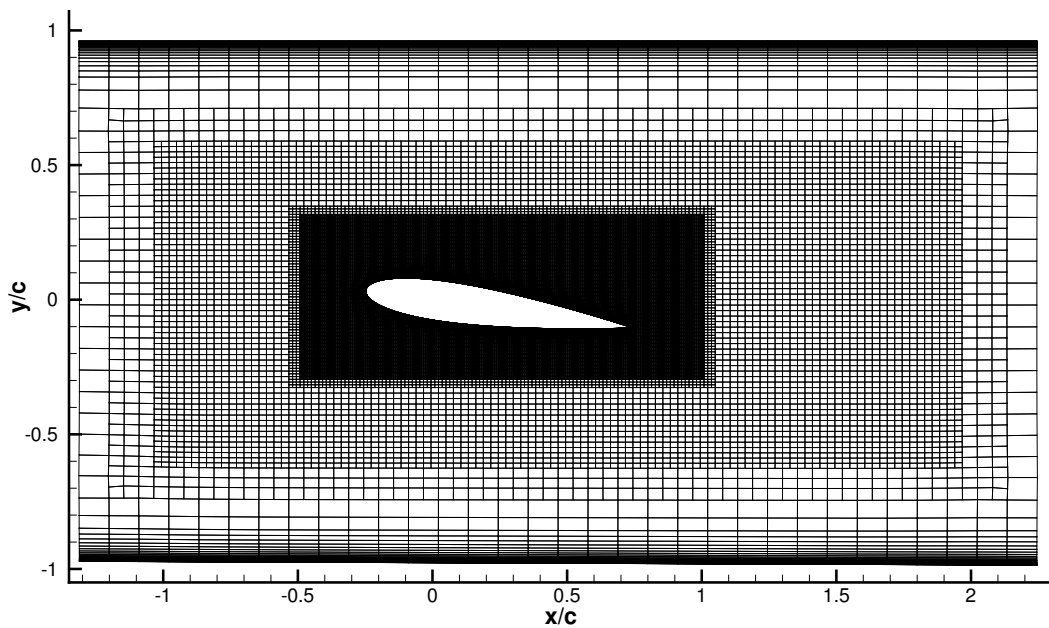


FIGURE IV.2 – Vue du maillage grossier M9 autour du profil.

Les maillages utilisés pour l'étude de convergence doivent en théorie être strictement emboîtés, i.e. il est nécessaire d'avoir la même topologie des niveaux de raffinement pour tous les maillages. Le logiciel Hexpress, ne permet d'obtenir deux maillages strictement emboîtés que si le ratio des tailles de cellules entre les deux maillages est une puissance de deux. Cette restriction peut rapidement limiter le nombre de maillages à utiliser pour l'étude de convergence. Par exemple, pour une série de cinq maillages emboîtés, le nombre de cellules dans le maillage le plus fin est plus de 250 fois supérieur à celui du maillage le plus grossier. L'ensemble des neuf maillages utilisés pour l'estimation des incertitudes est donc composé de deux séries de maillages strictement emboîtés, les maillages M9_{2D}, M7_{2D}, M5_{2D}, M3_{2D} et M1_{2D} d'une part et les maillages M8_{2D}, M6_{2D}, M2_{2D}4, et M2_{2D} d'autre part. Les caractéristiques de ces maillages sont présentées dans le tableau IV.1. Pour le maillage le plus grossier M9_{2D}, la surface du profil est discrétisée à l'aide de 366 cellules. Notons que le maillage M1_{2D} le plus fin contient largement plus de cellules que les maillages habituellement utilisés pour une approche RANSE. Cependant, ce maillage n'est utilisé que pour l'estimation des incertitudes, et la simulation est réalisée en partant de la solution sur un maillage plus grossier, limitant ainsi le temps de calcul. L'étude de

Maillage	Nb. cellules (N_i^{cell})	$\max(y_{profil}^+)$	h_i/h_1
M9 _{2D}	43 715	1.31	16.0
M8 _{2D}	71 947	0.96	12.5
M7 _{2D}	174 860	0.66	8.00
M6 _{2D}	287 788	0.49	6.20
M5 _{2D}	699 440	0.33	4.00
M4 _{2D}	1 151 152	0.25	3.10
M3 _{2D}	2 797 760	0.17	2.00
M2 _{2D}	4 604 608	0.12	1.60
M1 _{2D}	11 191 040	0.08	1.00

TABLE IV.1 – Caractéristiques des maillages 2D utilisés pour l’étude de convergence en maillages ($h_i/h_1 = \sqrt{\frac{N_1^{cell}}{N_i^{cell}}}$).

convergence en maillage a été réalisée en considérant un régime stationnaire et en utilisant le modèle de turbulence $k - \omega$ SST 2003. Le nombre d’itérations non-linéaires est ajusté afin d’obtenir la convergence des coefficients hydrodynamiques. Pour chaque simulation les normes infinies des résidus sur la vitesse et la pression sont inférieures à 10^{-5} , permettant ainsi de considérer que les erreurs de discrétisation spatiale sont dominantes par rapport aux erreurs de convergence non-linéaire. L’énergie cinétique turbulente k est imposée à $k = 0.015 \text{ m}^2/\text{s}^2$ en entrée de veine, correspondant à une intensité de la turbulence $I_t = 2\%$ similaire à celle des essais. La valeur du taux de dissipation de la turbulence ω est choisie pour avoir un ratio $\mu_t/\mu \approx 2100$. Cette valeur, bien que peu réaliste, permet de ne pas dissiper la quantité d’énergie cinétique turbulente entre l’entrée de veine et le profil, comme précisé dans la section IV.1.1.c.

Pour effectuer une étude de convergence en maillage, Eça et Hoekstra [358] propose de chercher la régression polynomiale qui minimise les résidus de la méthode des moindres carrés, appliquée à la quantité d’intérêt ϕ . Dans notre cas les quantités d’intérêt sont les coefficients hydrodynamiques C_L et C_D . Idéalement, la fonction polynomiale recherchée doit être de la forme :

$$\phi(h_i) = \phi_0 + \alpha h_i^p$$

Dans ce cas, p nous donne l’ordre de convergence et ϕ_0 nous donne une estimation de la quantité ϕ dénuée d’erreur de discrétisation, qu’on obtiendrait avec un maillage infiniment raffiné. Les schémas de discrétisation spatiale utilisés dans ISIS-CFD sont d’ordre 2, on peut donc théoriquement s’attendre à retrouver une dépendance quadratique des coefficients hydrodynamiques avec la taille des cellules. Dans le cas où il n’est pas possible d’obtenir une régression de cette forme, diverses expressions polynomiales sont utilisées (Eça et Hoekstra [358]). L’expression minimisant les résidus des moindres carrés est alors utilisée pour obtenir une estimation des l’incertitudes numériques $U_\phi(\phi_i)$ pour les différents maillages. Ces incertitudes permettent d’obtenir un intervalle, dans lequel la valeur exacte de la quantité d’intérêt ϕ_{exact} se trouve, avec un niveau de confiance égal à 95% :

$$\phi_i - U_\phi(\phi_i) \leq \phi_{\text{exact}} \leq \phi_i + U_\phi(\phi_i)$$

Cette méthode a été appliquée aux coefficients C_L et C_D , pour les deux ensembles de maillages emboîtés présentés dans la section précédente. Le premier ensemble regroupe les

maillages $M_{9_{2D}}$, $M_{7_{2D}}$, $M_{5_{2D}}$, $M_{3_{2D}}$ et $M_{1_{2D}}$ et sera désigné dans la suite de cette section par M_{2i+1} . Le deuxième ensemble regroupe les maillages $M_{8_{2D}}$, $M_{6_{2D}}$, $M_{4_{2D}}$ et $M_{2_{2D}}$ et sera désigné par M_{2i} . Pour l'ensemble de maillage M_{2i+1} les expressions polynomiales retenues pour les coefficients hydrodynamiques s'écrivent sous les formes :

$$C_{L,2i+1}(h) = C_{L0,2i+1} + \alpha_{1,2i+1} h + \alpha_{2,2i+1} h^2$$

et

$$C_{D,2i+1}(h) = C_{D0,2i+1} + \beta_{2i+1} h^{0.8}$$
(IV.1)

Pour l'ensemble de maillage M_{2i} , on obtient les expressions :

$$C_{L,2i}(h) = C_{L0,2i} + \alpha_{2i} h^{1.7} \quad \text{et} \quad C_{D,2i}(h) = C_{D0,2i} + \beta_{2i} h^{1.2}$$
(IV.2)

Pour les deux ensemble de maillages, le terme de plus haut ordre pour le coefficient de portance est proche de la valeur attendue $p = 2$. Par contre, pour le coefficient de traînée, on obtient un ordre de convergence plutôt proche de $p = 1$. Les valeurs des coefficients obtenus avec les différents maillages, ainsi que les courbes de régressions polynomiales sont présentées en figure IV.3. Les barres d'erreurs correspondent aux incertitudes numériques calculées pour chaque maillage.

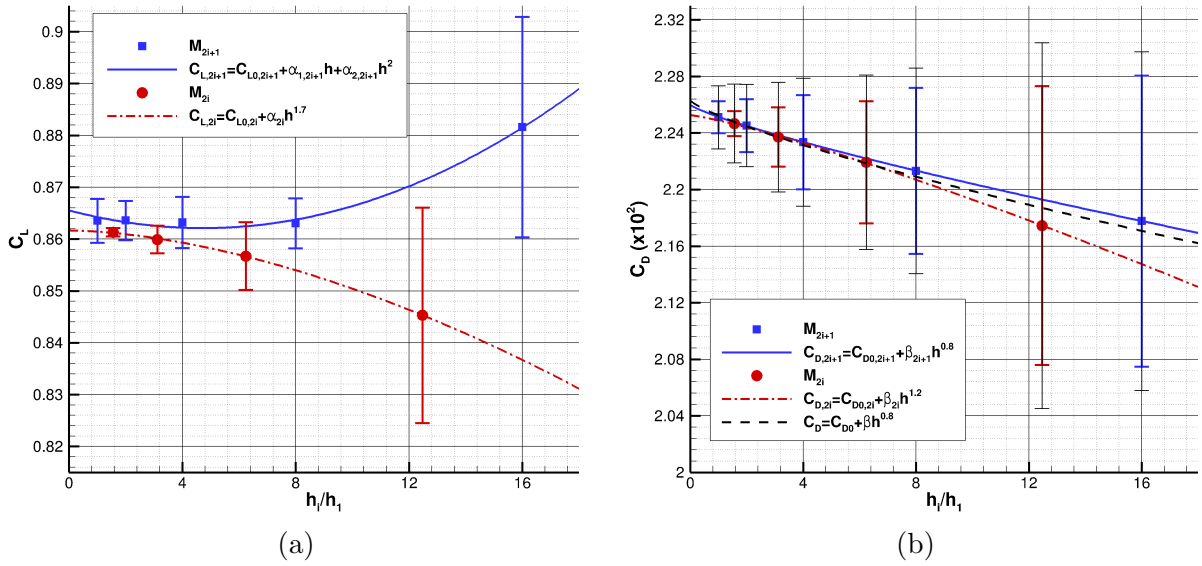


FIGURE IV.3 – Convergence en maillages 2D des coefficients hydrodynamiques ($U_0 = 5$ m/s, $\alpha = 8^\circ$).

Le tableau IV.2 résume les principaux résultats de l'étude de convergence en maillage. Les estimations de C_{L0} obtenues avec les deux ensembles de maillages sont très proches. On obtient $C_{L0} = 0.865$ pour les maillages M_{2i+1} et $C_{L0} = 0.862$ pour les maillages M_{2i} , soit une différence de l'ordre de 0.35 %. La convergence du coefficient de portance est presque monotone décroissante pour les maillages M_{2i+1} et monotone croissante pour les maillages M_{2i} . Si les deux ensembles de maillages avaient été regroupés en un unique ensemble pour l'étude de convergence, on aurait donc obtenu une convergence oscillante, qui n'est pas compatible avec la méthode proposée par Eça et Hoekstra [358]. Au contraire pour le coefficient de traînée, les courbes de convergence sont similaires sur les deux ensembles de maillages. On peut donc obtenir des estimations d'incertitudes en considérant tous les maillages comme un seul ensemble de maillages emboîtés (bien qu'ils ne le soient

pas rigoureusement). La régression polynomiale est alors représentée par la courbe noire sur la figure IV.3b. Dans ce cas on obtient un ordre de convergence $p = 0.77$ et une valeur extrapolée $C_{D0} = 0.0226$.

ϕ	Maillages	ϕ_0	p	$\phi_0 - \phi_{\text{grossier}}$ (%)	$U_\phi(\phi_{\text{grossier}})$ (%)	$\phi_0 - \phi_{\text{fin}}$ (%)	$U_\phi(\phi_{\text{fin}})$ (%)
C_L	M_{2i+1}	0.866	1 et 2	+1.85	2.38	-0.35	0.49
	M_{2i}	0.862	1.7	-1.97	2.49	-0.11	0.10
C_D	M_{2i+1}	0.0226	0.8	-3.60	4.73	-0.38	0.50
	M_{2i}	0.0226	1.2	-3.78	4.54	-0.59	0.40

TABLE IV.2 – Ordres de convergence et incertitudes issus de l'étude de convergence en maillage 2D.

Grâce à cette étude de convergence, il est possible de choisir quel niveau de raffinement est suffisant pour obtenir une solution fiable, sans avoir un nombre de cellules trop élevé pour limiter les temps de calculs. Le maillage $M7_{2D}$ permet d'obtenir une incertitude inférieure à 0.6% sur le coefficient de portance, et de l'ordre de 2.5% sur le coefficient de traînée. La solution obtenue sur ce maillage présente donc assez peu d'erreurs de discrétisation, tout en nécessitant un nombre raisonnable de cellules. Ce maillage est donc choisi comme référence, et les mêmes niveaux de raffinement sont donc utilisés pour la génération de maillages 2D à d'autres angles d'incidence.

Afin de réduire davantage le nombre de cellules, il est habituellement possible d'employer des lois de parois pour résoudre l'écoulement dans les couches limites. Dans ce cas, les tailles des cellules du maillage près des parois peuvent être plus importantes, afin d'obtenir des valeurs de y^+ supérieures à 30. L'emploi de lois de paroi n'est en général pas compatible avec la présence de détachements de couche limite, susceptibles d'apparaître sur le profil. De plus les lois de paroi sont valables pour des écoulements monophasiques, mais ne s'appliquent a priori pas aux cas diphasiques. Il n'est donc pas possible d'employer cette approche pour la couche limite sur le profil. En revanche, les lois de paroi peuvent être appliquées sur les parois du tunnel, et donc permettre de diminuer le nombre de cellules d'un maillage. Les différences obtenues sur les coefficients hydrodynamiques par simulations 2D avec et sans lois de paroi sur le tunnel sont inférieures à 0.1% pour le maillage $M7_{2D}$. Elles sont inférieures aux incertitudes numériques calculées avec l'étude de convergence en maillage. Il est donc possible d'employer des lois de parois sur les parois horizontales du tunnel sans introduire d'erreur de modélisation significative dans les valeurs des coefficients hydrodynamiques. Les simulations présentées dans le paragraphe suivant ont donc été réalisées avec lois de parois, permettant ainsi de réduire le nombre de cellules des maillages d'environ 10%.

L'influence de la longueur du domaine fluide en aval du profil a aussi été estimée. Un maillage a été réalisé en étendant le domaine de calcul dans le sillage du profil, afin d'obtenir une longueur supérieure à neuf cordes entre le bord de fuite et la fin de la veine. Les différences obtenues sur les coefficients hydrodynamiques sont encore une fois inférieures à 0.1%, suggérant que 5 cordes entre le profil et la fin de veine sont suffisantes pour limiter l'influence des conditions aux limites sur l'écoulement autour du profil.

IV.1.1.b Maillages 3D

Une série de maillages 3D a été générée à partir des maillages utilisés pour la convergence de maillage 2D. Pour l'écoulement subcavitant autour du profil rigide, on peut

considérer que la géométrie présente un plan de symétrie à mi-envergure et seule la moitié de la veine d’essais est donc utilisée comme domaine de calcul. En réalité, cette symétrie n’existe pas à cause d’interstices entre le profil et les parois du tunnel (cf section IV.1.3.b). Cette approximation permet néanmoins de réduire significativement les tailles des maillages 3D pour l’étude de convergence. Les conditions aux limites imposées sur le domaine sont données sur la figure IV.4.

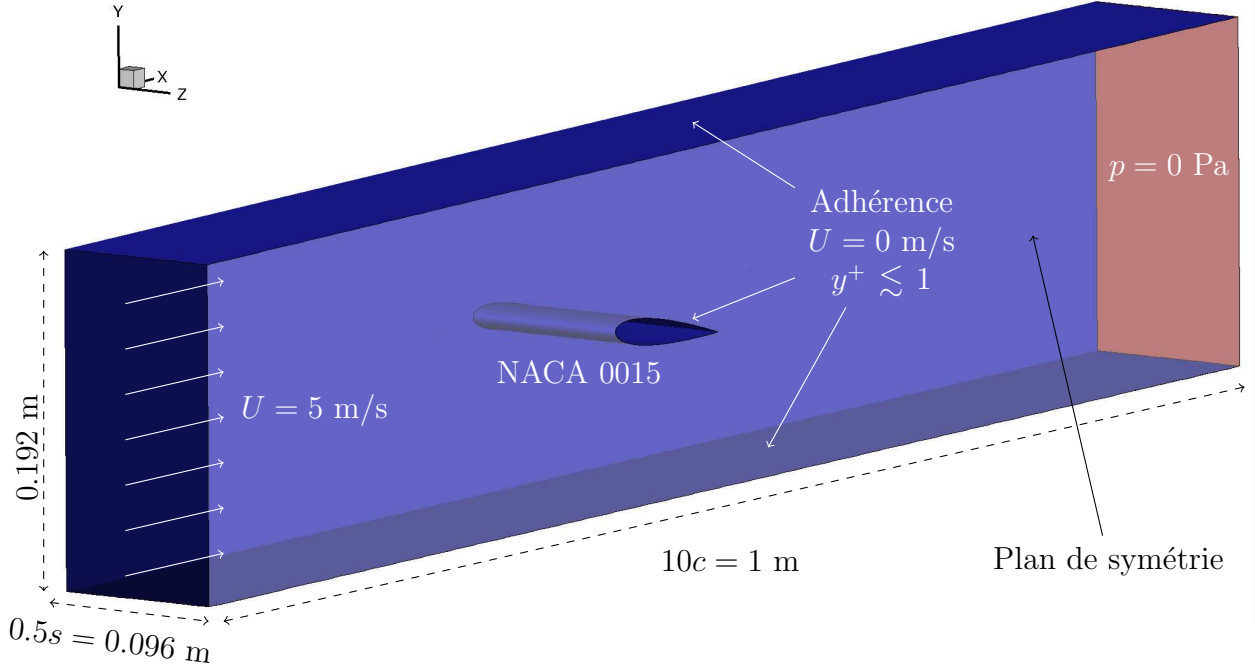


FIGURE IV.4 – Domaine fluide et conditions aux limites pour les simulations 3D d’écoulements subcavitants autour du profil rigide.

Contrairement au cas 2D, seuls cinq maillages ont été utilisés pour la géométrie 3D, pour éviter des temps de calculs réhébitoraires. Les maillages ont été générés par extrusion des cinq maillages 2D les plus grossiers. Deux ensembles de maillages emboîtés sont de nouveau considérés, les maillages M9_{3D}, M7_{3D} et M5_{3D} d’une part et les maillages M8_{3D} et M6_{3D} d’autre part. Leurs caractéristiques sont données dans le tableau IV.3. La densité de cellules du maillage grossier près de l’encastrement est illustrée sur la figure IV.5.

Maillage	Nb. de cellules (N_i^{cell})	Nb. de cellules sur la demi-envergure	h_i/h_5
M9 _{3D}	2 360 610	54	4.0
M8 _{3D}	5 180 184	72	3.1
M7 _{3D}	18 884 880	108	2.0
M6 _{3D}	41 441 472	144	1.6
M5 _{3D}	151 079 040	216	1.0

TABLE IV.3 – Caractéristiques des maillages 3D utilisés pour l’étude de convergence en maillage $\left(h_i/h_5 = \sqrt{\frac{N_5^{cell}}{N_i^{cell}}}\right)$.

Les coefficients de portance et de traînée obtenus sur les cinq maillages sont regroupés dans le tableau IV.4. Comme pour les maillages 2D, l’utilisation d’un ensemble de cinq maillages non rigoureusement emboîtés ne permet pas d’obtenir une convergence monotone des coefficients hydrodynamiques. La méthode proposée par Eça et Hoekstra [358]

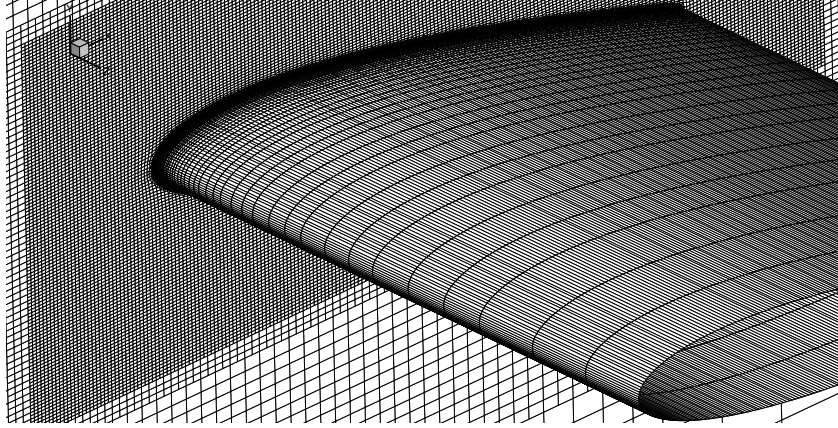


FIGURE IV.5 – Vue du maillage grossier M9_{3D} près de l’encastrement.

ne permet pas dans ce cas d’estimer de façon fiable les incertitudes. Pour une convergence oscillante, Wilson et Stern [359] proposent d’estimer une borne supérieure de l’erreur à l’aide de la relation :

$$U_\phi = \frac{\max(\phi_i) - \min(\phi_i)}{2}$$

Cette relation appliquée aux coefficients de portance et de traînée donne des incertitudes $U_{C_L} = 1.9 \times 10^{-2}$ et $U_{C_D} = 4.4 \times 10^{-4}$, correspondant à respectivement 2.3% et 1.7% des coefficients hydrodynamiques obtenus avec le maillage M7_{3D}.

Maillage	C_{L_i}	$(C_{L_i} - C_{L_5})/C_{L_5}$ (%)	C_{D_i}	$(C_{D_i} - C_{D_5})/C_{D_5}$ (%)
M9 _{3D}	0.859	-0.66	0.0257	+1.70
M8 _{3D}	0.821	+3.87	0.0261	+3.28
M7 _{3D}	0.850	-0.49	0.0252	-0.19
M6 _{3D}	0.842	-1.38	0.0253	0.00
M5 _{3D}	0.854	-	0.0253	-

TABLE IV.4 – Coefficients hydrodynamiques obtenus sur les maillages 3D ($U_0 = 5$ m/s, $\alpha = 8^\circ$).

De plus, les coefficients hydrodynamiques issus des simulations sur le maillage M7_{3D} ne diffèrent que de -0.49% pour la portance et -0.19% pour la traînée par rapport aux coefficients obtenus sur le maillage le plus fin (tableau IV.4). Le maillage M7_{3D} a donc été choisi comme référence pour la génération des maillages 3D aux autres incidences. Les lois de paroi sur les murs supérieurs et inférieurs de la veine permettent aussi de réduire les nombres de cellules, et ont donc été utilisées pour les calculs 3D présentés dans la suite de ce chapitre.

IV.1.1.c Influence des conditions en entrée de veine

Les simulations numériques nécessitent d’imposer en entrée de veine des conditions aux limites sur les quantité turbulentes. L’intensité turbulente peut être calculée à l’aide de la relation :

$$I_t = \sqrt{\frac{2k}{3U_0^2}}$$

Dans les simulations, l'énergie cinétique turbulente peut être imposée en entrée de veine, afin d'obtenir une intensité turbulente similaire à celle mesurée dans le tunnel, de l'ordre de 2%. En revanche, les valeurs à imposer pour le taux de dissipation turbulente ω et la viscosité turbulente μ_t ne peuvent être directement mesurées expérimentalement. Dans le modèle $k - \omega$ SST ces deux quantités peuvent être exprimées en fonction d'une longueur caractéristique de la turbulence l_t :

$$\omega = \frac{\sqrt{k}}{\beta^* l_t} \quad \text{et} \quad \mu_t = \rho_f \beta^* l_t \sqrt{k} \quad (\text{IV.3})$$

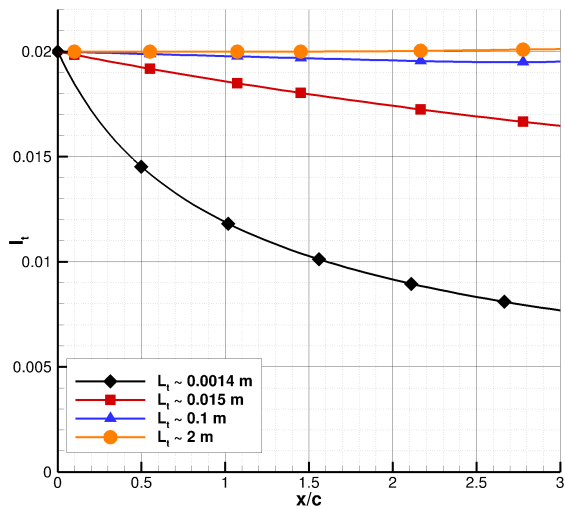
avec $\beta^* = 0.09$. Dans sa thèse, Marchand [300] calcule les autocorrélations des vitesses mesurées par LDV en entrée de veine et estime la longueur des plus grandes structures turbulentes de l'ordre de $l_t = 1.4$ mm. En utilisant cette valeur, on obtient alors $\omega = 972$ s⁻¹ et $\mu_t = 0.015$ Pa.s. Une simulation 2D a été réalisée avec ces valeurs d'entrée pour le modèle $k - \omega$ SST sur le maillage M7 de référence. Les résultats montrent que cette valeur élevée de ω a tendance à rapidement dissiper l'énergie cinétique turbulente dans le domaine de calcul. Comme présenté en figure IV.6a, l'intensité turbulente de 2% imposée en entrée de veine ($x/c = 0$) est presque réduite de moitié trois cordes en aval. Ce problème est discuté en détails dans Spalart et Rumsey [360], où des conditions aux limites appropriées sont proposées pour des simulations aérodynamiques. Les auteurs montrent aussi que des valeurs trop élevées du ratio μ_t/μ_f peuvent contaminer les résultats de simulations. Des calculs 2D supplémentaires ont été réalisés avec différentes valeurs pour la longueur turbulente l_t , regroupées dans le tableau IV.5. Les résultats, présentés en figure IV.6a, suggèrent que des longueurs caractéristiques élevées permettent d'obtenir une intensité de la turbulence constante en amont du profil. Les valeurs de l_t utilisées conduisent à des ratio μ_t/μ_f très différents loin du profil. En revanche, le modèle $k - \omega$ SST étant réputé pour être peu sensible aux conditions d'entrée, on retrouve des valeurs similaires près du profil, comme le montre les courbes de la figure IV.6b. Les écarts obtenus sur les efforts pour les différentes valeurs de la longueur turbulente ne dépassent pas 0.1% pour la portance et 1.9% pour la traînée. Des simulations réalisées avec le modèle EASM ont montré des écarts sur la portance inférieurs à 1%, et des écarts sur la traînée inférieurs à 3.9%. Les conditions aux limites utilisées pour les simulations avec les

l_t (m)	ω (s ⁻¹)	μ_t/μ_f
0.0014	970	15
0.015	91	165
0.1	14	1 100
2	0.7	22 000

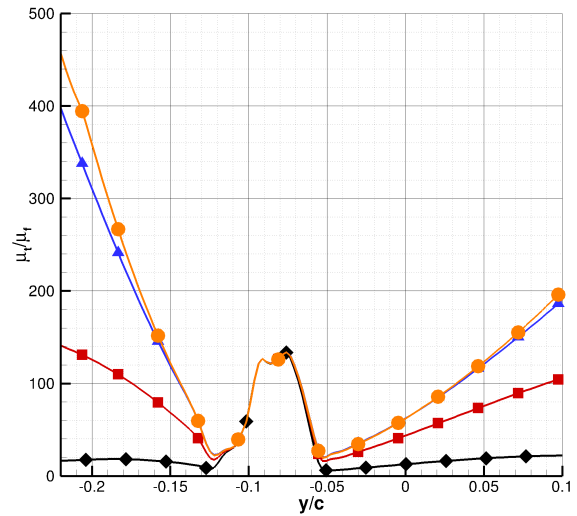
TABLE IV.5 – Taux de dissipation et viscosités turbulentes pour différentes longueurs caractéristiques l_t .

modèles $k - \omega$ SST et EASM sont finalement choisies pour correspondre à une longueur turbulente égale à la hauteur de la veine d'essai, soit $l_t = 0.192$. Bien que cette valeur ne soit pas physique, elle a pour avantage de ne pas dissiper l'énergie cinétique turbulente en entrée de veine. De plus, d'après les profils donnés en figure IV.7, les valeurs du taux de dissipation sont très similaires près du profil. Les écarts observés sur la traînée pour les différentes valeurs de l_t sont donc vraisemblablement dus à l'intensité turbulente en amont du profil, plus élevée pour les valeur de l_t les plus importantes. Notons également

que l'influence de ce paramètre dans le sillage du profil n'est pas significative (cf figure IV.7b).

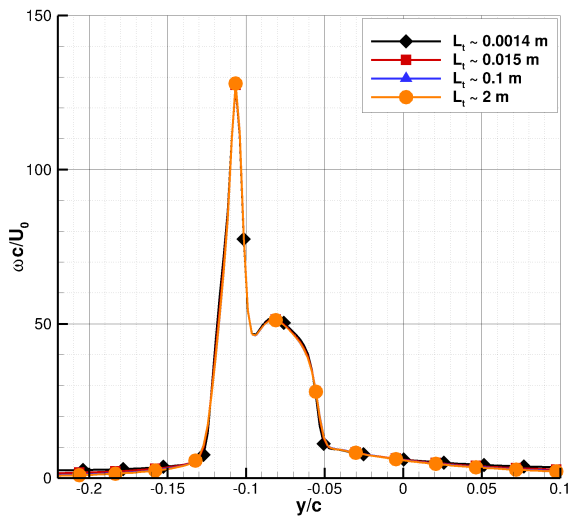


(a) Décroissance de l'intensité turbulente en amont du profil

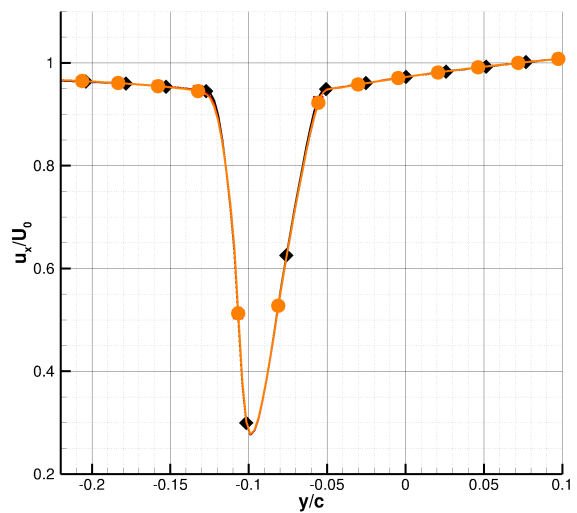


(b) Distribution de la viscosité turbulente dans le sillage en $x = x_{\text{fuite}} + 0.05c$.

FIGURE IV.6 – Influence des conditions aux limites pour les quantités turbulentes sur l'énergie cinétique turbulente et la viscosité turbulente (cf tableau IV.5). $\alpha = 8^\circ$ et $U_0 = 5$ m/s.



(a) Distribution du taux de dissipation



(b) Profil de vitesse

FIGURE IV.7 – Influence des conditions aux limites pour les quantités turbulentes sur le taux de dissipation et la vitesse dans le sillage en $x = x_{\text{fuite}} + 0.05c$. $\alpha = 8^\circ$ et $U_0 = 5$ m/s.

IV.1.2 Analyse des résultats expérimentaux

IV.1.2.a Coefficients hydrodynamiques mesurés avec la balance

Des mesures d'efforts ont été réalisées sur le profil en inox, avec et sans bandes adhésives pour déclencher la couche limite turbulente. La vitesse de consigne en entrée de veine est $U_0 = 5 \text{ m/s}$, correspondant à un nombre de Reynolds $Re=5 \times 10^5$. Les efforts ont été mesurés pour des angles d'attaque α compris entre -15° et $+15^\circ$ pour le profil lisse et -10° et $+10^\circ$ pour le profil avec bandes. Les coefficients de portance et de traînée obtenus sont présentés en figure IV.8. Les allures de courbes attendues pour un profil symétrique sont globalement bien retrouvées : les coefficients de portance présentent une symétrie centrale par rapport à l'origine et les coefficients de traînée une symétrie axiale par rapport à la droite $\alpha = 0^\circ$. Des écarts à ces symétries sont cependant obtenus pour les angles importants. Afin d'estimer la fiabilité des mesures, les valeurs absolues des coefficients en fonction des valeurs absolues des angles d'incidence sont présentées pour le profil lisse en figure IV.9.

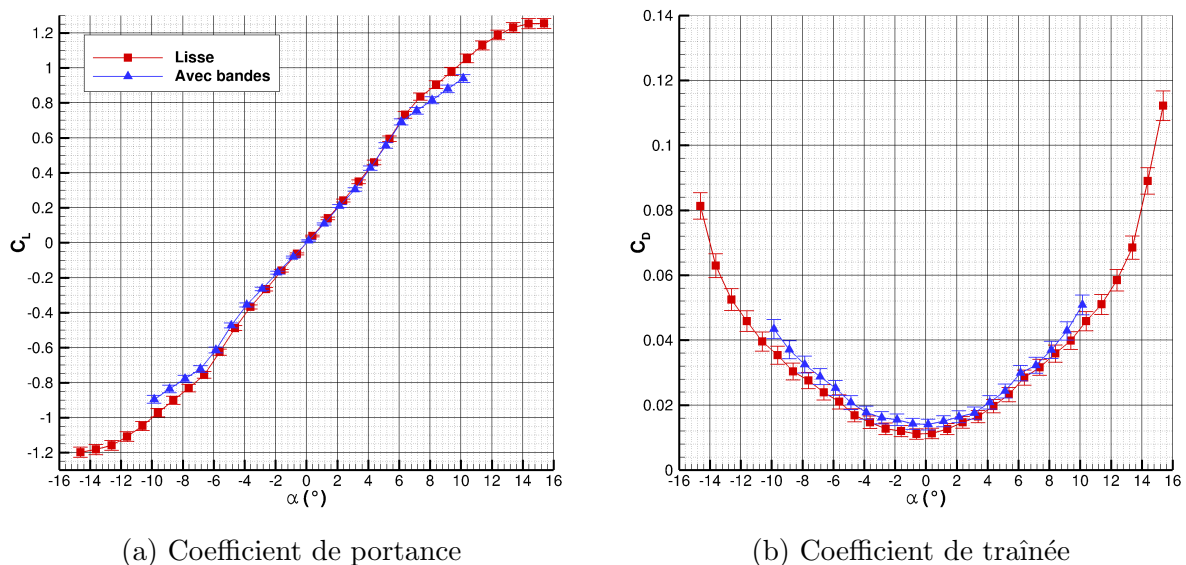
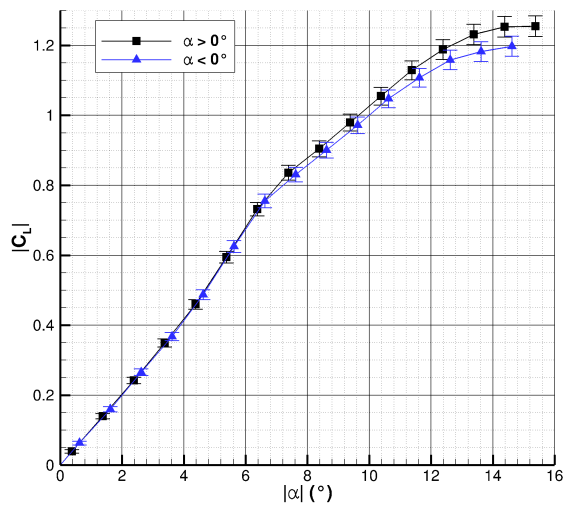


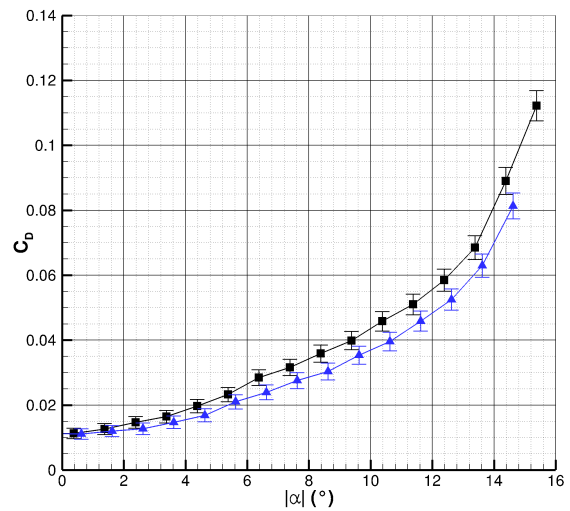
FIGURE IV.8 – Coefficients de portance et de traînée mesurés pour le profil NACA0015 en inox avec et sans bandes pour différents angles d'attaque. Les barres d'erreurs représentent les incertitudes de mesures ($U_0=5 \text{ m/s}$).

Les coefficients de portance sont symétriques pour des angles inférieurs à $\alpha = 6^\circ$. Pour des angles supérieurs, les efforts de portance obtenus pour les angles d'attaque positifs sont plus élevés que ceux obtenus aux incidences négatives. Les écarts entre incidences positives et négatives sont supérieurs aux incertitudes de mesures.

Pour comprendre l'origine de ces différences entre les incidences positives et négatives, des acquisitions PIV ont été réalisées dans un plan à mi-envergure en entrée de veine. Les profils verticaux des vitesses au dessus du capteur de pression aval, utilisé pour la régulation en vitesse du tunnel, sont présentés en figure IV.10 pour plusieurs angles d'attaque du profil. L'ordonnée $y/h = 0$ correspond à la hauteur de mi-veine, les valeurs $y/h = -1$ et $y/h = 1$ correspondent respectivement aux parois inférieure et supérieure de la veine. Pour un angle d'attaque nul $\alpha = 0^\circ$, le profil de vitesse horizontale $u_x(y)$ est uniforme en milieu de veine. Les valeurs obtenues sont légèrement supérieures à la vitesse

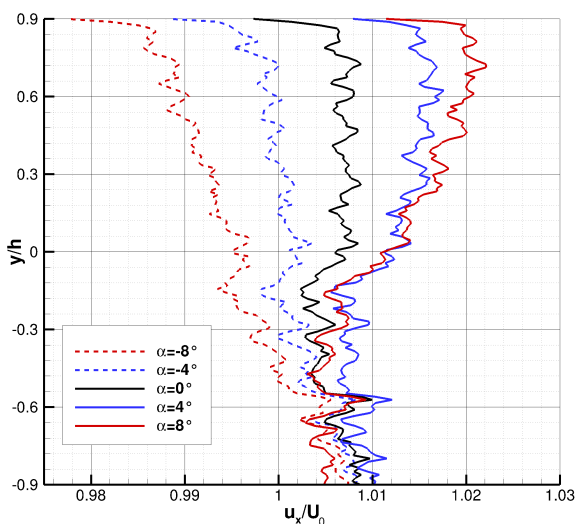


(a) Coefficient de portance

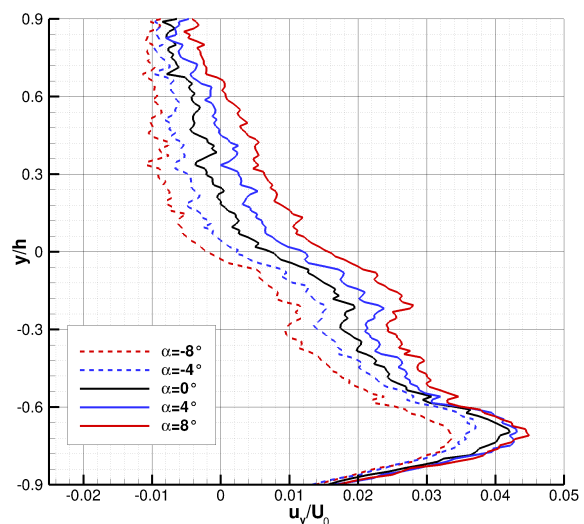


(b) Coefficient de traînée

FIGURE IV.9 – Comparaison des coefficients hydrodynamiques obtenus sur le profil lisse pour les angles positifs et négatifs. Les barres d'erreurs représentent les incertitudes de mesures ($U_0=5$ m/s).



(a) Profil des vitesses horizontales



(b) Profil des vitesses verticales

FIGURE IV.10 – Profils verticaux des vitesses PIV au niveau du capteur de pression aval pour des incidences positives et négatives ($U_0=5$ m/s).

de consigne, de l'ordre de 1%. Ces faibles écarts sont attendus, puisque la régulation en vitesse du tunnel se fait sur la vitesse de débit en entrée de veine. Le développement des couches limites, aux vitesses plus faibles sur les parois du tunnel causent donc des vitesses légèrement supérieures à la vitesse de consigne en milieu de veine.

Lorsque le profil est en incidence, la vitesse en milieu de veine dépend de l'angle d'attaque : les mesures PIV mettent en évidence des vitesses supérieures à la vitesse de consigne pour des incidences positives et inférieures à la vitesse de consigne pour des incidences négatives. Ces variations apparaissent dans la partie supérieure de la veine, alors que les vitesses semblent peu s'écarter de la vitesse de consigne près de la paroi inférieure. Lorsque le profil a une incidence positive, le gradient de pression négatif dans

le sens de l'écoulement présent dans la partie supérieure de la veine a tendance à aspirer le fluide. La vitesse en entrée, augmente donc lorsqu'on se rapproche la paroi supérieure de la veine. Au contraire lorsque le profil a une incidence négative, le gradient de pression dans le sens de l'écoulement en haut de la veine est positif, et on obtient des vitesses inférieures à la valeur de consigne. Ces variations de vitesses sont moins importantes dans la partie inférieure de la veine puisque le contrôle en vitesse du tunnel s'effectue par rapport à la valeur relevée par le capteur de pression, situé sur la paroi inférieure.

Le même raisonnement permet d'expliquer les différences observées sur le profil de vitesse verticale u_y , pour les angles d'incidence positifs et négatifs. On peut cependant observer des vitesses verticales positives près de la paroi inférieure pouvant atteindre 4% de la valeur nominale U_0 . Il est possible que la géométrie du convergent, qui n'est pas symétrique dans la direction verticale, soit à l'origine de ce phénomène. Notons que ces acquisitions PIV ont aussi permis de mesurer la turbulence en entrée de veine. L'intensité turbulente est comprise entre 1% et 2%, avec une valeur moyennée suivant la direction y égale à 1.3%. On retrouve bien des valeurs cohérentes avec les mesures par LDV effectuées par Leroux dans sa thèse [4], donnant un taux de l'ordre de 2%.

La force qui s'exerce sur le profil est directement liée à la quantité de mouvement introduite en entrée de veine. Pour un écoulement bidimensionnel, et dans le cas d'un régime stationnaire, la quantité de mouvement moyenne peut être estimée par :

$$\mathbf{P} = \frac{\int_{S_e} \rho_f \mathbf{u}(\mathbf{u} \cdot \mathbf{n}) dS}{S_e} \quad (\text{IV.4})$$

Les écarts observés en figure IV.9 peuvent donc en partie s'expliquer par des variations de la quantité de mouvement introduite en entrée de veine, en fonction de l'incidence du profil. Pour des vitesses uniformes en entrée de veine U_0 , on obtient $\|\mathbf{P}\| = \rho_f U_0^2$, soit deux fois la pression dynamique utilisée pour le calcul des coefficients hydrodynamiques. Les coefficients hydrodynamiques peuvent donc être corrigés en utilisant la relation :

$$C_L^{\text{corr}}(\alpha) = \frac{\rho_f U_0^2}{\|\mathbf{P}(\alpha)\|} C_L(\alpha) \quad (\text{IV.5})$$

Les valeurs du facteur de correction mesurées pour différents angles d'attaque sont présentées en figure IV.11. La courbe met en évidence une relation quasi-linéaire avec l'angle d'incidence.

En appliquant la correction précédente aux coefficients hydrodynamiques, on retrouve mieux les symétries attendues sur les coefficients de portance et de traînée. Comme présenté en figure IV.13, bien que les écarts restants sur les coefficients de portance corrigés soient négligeables comparés aux incertitudes de mesures, des différences non-négligeables demeurent sur les coefficients de traînée.

Dans différentes séries de mesures d'efforts réalisées pendant cette thèse, les coefficients de traînée de profils symétriques en incidences positives sont supérieurs à ceux en incidences négatives. La constance des écarts observés suggère un décalage du zéro balance lors de l'étalonnage réalisé en 2018. Les mesures de la balance sont donc finalement corrigées en introduisant un angle de 0.1° dans la matrice de rotation. Les courbes de portance et de traînée finales obtenues avec et sans bandes adhésives sont données en figure IV.13 et IV.14. Les corrections apportées permettent bien de retrouver les propriétés de symétries des coefficients de portance et de traînée pour le profil rigide. Des écarts subsistent sur les courbes de portance pour le profil avec bandes pour des angles compris

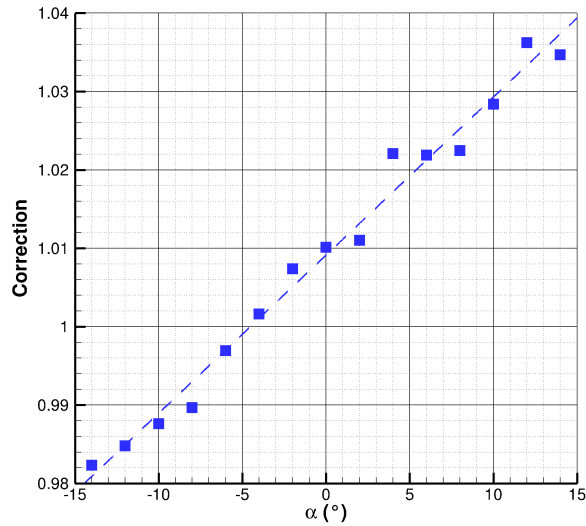


FIGURE IV.11 – Valeur du facteur de correction à appliquer aux coefficients hydrodynamiques pour différents angles d’attaque.

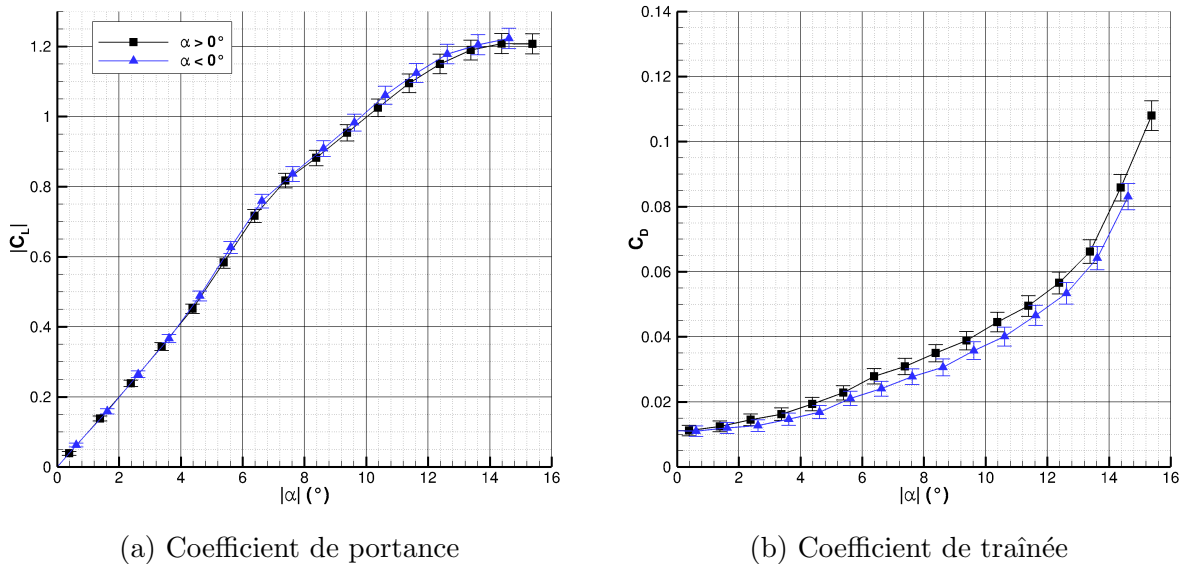
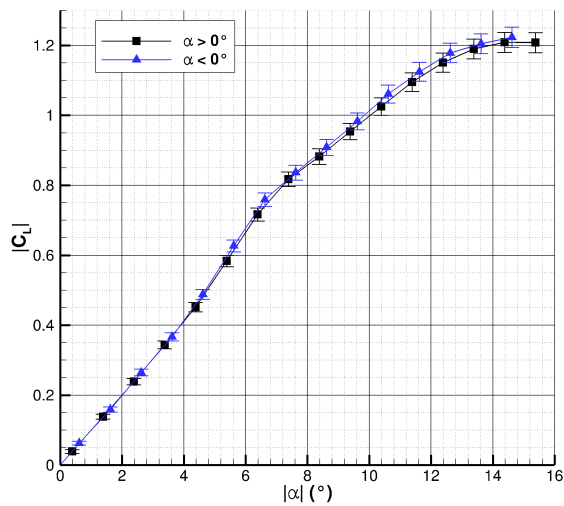


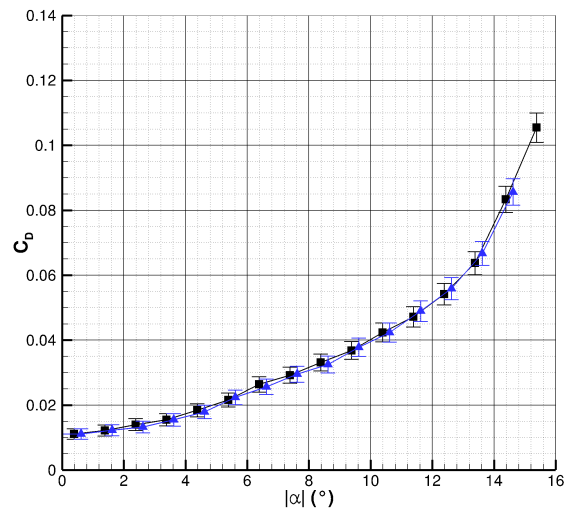
FIGURE IV.12 – Coefficients de portance et de traînée du profil lisse, corrigés pour prendre en compte l’influence de l’écoulement en entrée de veine.

entre $\alpha = 4^\circ$ et $\alpha = 6^\circ$. Ces derniers sont vraisemblablement dus à la présence des bandes de part et d’autre du profil. En effet, une dissymétrie sur la position des bandes est susceptible d’entraîner des différences lors de la transition de la couche limite laminaire, qui existe pour des angles compris entre $\alpha = 4^\circ$ et $\alpha = 6^\circ$. Pour des angles supérieurs, les deux courbes se superposent. Dans la suite de ce chapitre, par souci de concision, seuls les coefficients mesurés pour les angles d’attaque positifs seront donc utilisés.

Les coefficients hydrodynamiques obtenus avec et sans bandes sont comparés sur la figure IV.15. La droite $C_L = 2\pi\alpha$ est aussi donnée pour faire la comparaison avec la théorie des profils minces (Abbott et al. [361]). Pour les cas avec ou sans bandes, le coefficient de portance varie linéairement avec l’angle d’attaque, selon la relation prédite par la théorie des profils minces pour des angles d’attaque compris entre $\alpha = -6^\circ$ et $\alpha = +6^\circ$. Au-delà, la portance semble varier linéairement avec l’angle, mais avec un coefficient directeur

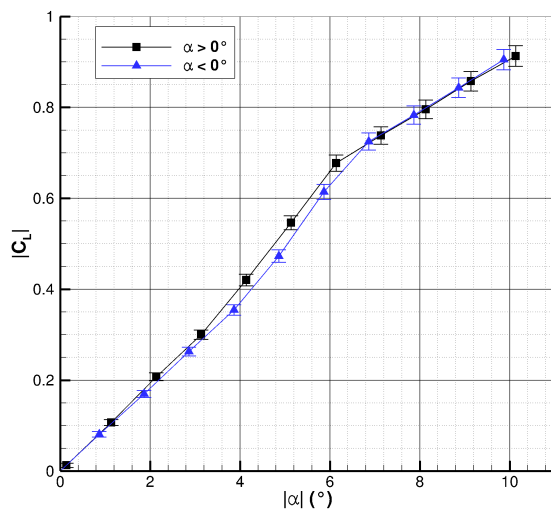


(a) Coefficient de portance

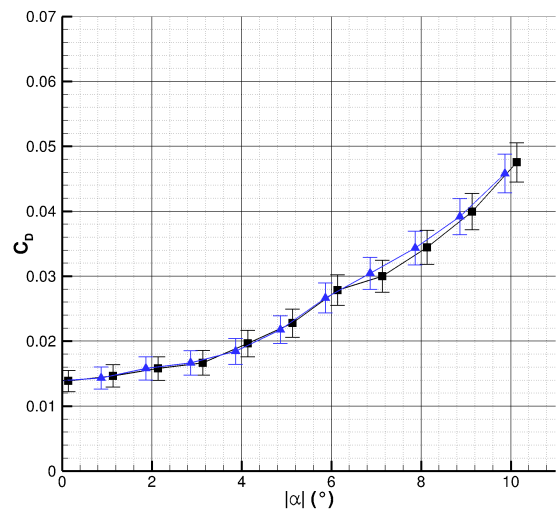


(b) Coefficient de traînée

FIGURE IV.13 – Coefficients de portance et de traînée du profil lisse obtenus après correction de l'influence de l'écoulement en entrée de veine et de la matrice de rotation.



(a) Coefficient de portance



(b) Coefficient de traînée

FIGURE IV.14 – Coefficients de portance et de traînée du profil avec bandes adhésives obtenus après correction de l'influence de l'écoulement en entrée de veine et de la matrice de rotation.

moins important. Ce changement de pente est dû à la transition des couches limites laminaires en couches limites turbulentes sur les parois du profil. Pour de faibles intensités turbulentes, la transition laminaire est susceptible de se faire au niveau d'un bulbe de séparation laminaire sur l'intrados et l'extrados du profil. Ce type de transition a été étudié expérimentalement et numériquement sur un NACA 66312 rigide par Delafin et al. [362]. Le même profil fut utilisé par Ducoin et al. [280], pour mettre en évidence les vibrations induites par le bulbe de séparation laminaire sur un profil flexible en POM. Ces travaux mettent en évidence l'apparition d'un palier de portance lorsque l'angle d'attaque augmente, dû au déplacement du bulbe de séparation laminaire sur l'extrados vers le bord d'attaque. Dans sa thèse, Marchand [300] comparait les courbes de portance et

de traînée obtenues avec le profil lisse et différents dispositifs pour déclencher la couche limite turbulente. Pour chaque dispositif le palier de portance disparaît. La présence du bulbe sur l'extrados implique une zone de fluide dite "morte" où la pression est constante. Ce plateau de pression induit une augmentation de la portance par rapport au cas d'une couche limite attachée et sa largeur dépend de la taille du bulbe. Pour un profil NACA 0015 à un angle d'attaque $\alpha = 9.5^\circ$ et un nombre de Reynolds $Re=5.10^5$, Sharma et Poddar [363] ont mesuré expérimentalement que le bulbe de séparation laminaire représente 15% de la corde. La présence d'un bulbe près du bord de fuite sur l'intrados peut aussi être responsable d'une augmentation de la cambrure du profil vue par l'écoulement (Timmer [364]). Ces phénomènes de transition tendent donc à augmenter la portance du profil et peuvent expliquer les coefficients de portance mesurés sur le profil lisse pour des angles $\alpha > 6^\circ$, supérieurs à ceux du profil avec bandes adhésives pour déclencher la couche limite turbulente. Une discussion plus détaillée de la transition turbulente des couches limites est proposée dans la section IV.1.3.c.

Les courbes de traînée sont similaires avec et sans bandes adhésives. Les valeurs du coefficient de traînée sont légèrement supérieures pour le profil avec bandes. Dans les deux cas, les pentes des courbes semblent diminuer autour de $\alpha = 6^\circ$ avant d'augmenter de nouveau. Ces observations mettent en évidence l'influence de la transition sur la traînée.

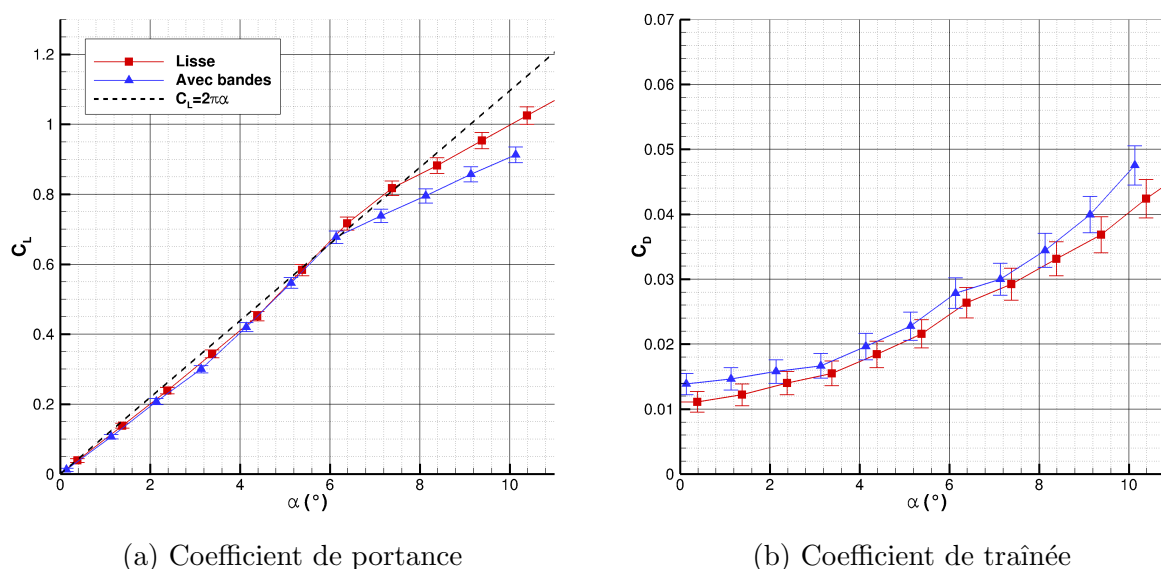
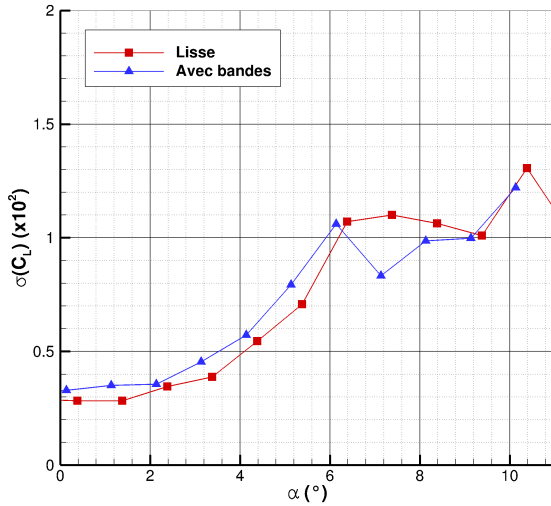


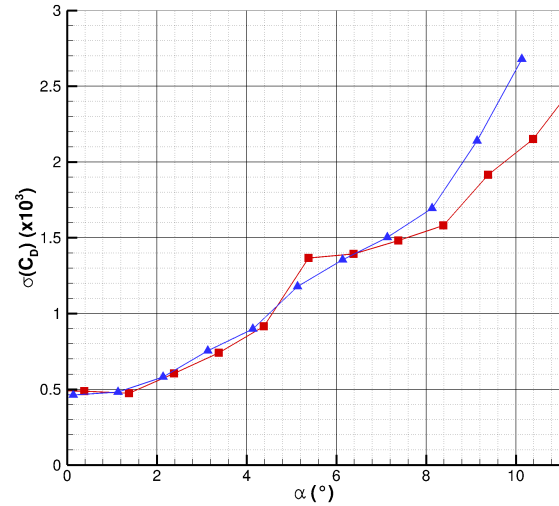
FIGURE IV.15 – Comparaison des coefficients hydrodynamiques obtenus avec et sans ajout de bandes au bord d'attaque, pour différentes incidences ($U_0=5$ m/s).

Les écarts types, calculés à partir des acquisitions de la balance sur 50 secondes, sont données en figure IV.16. Les courbes obtenues pour le profil lisse présentent un palier entre $\alpha = 6^\circ$ et $\alpha = 8^\circ$. Ce palier semble disparaître avec l'ajout de bandes près du bord d'attaque.

Les coefficients hydrodynamiques obtenus peuvent être comparés aux mesures antérieures effectuées sur ce profil à l'IRENav (figure IV.17). Les mesures ont toutes été effectuées pour un même Reynolds $Re=5 \times 10^5$. Les coefficients hydrodynamiques pour le profil lisse sont en bon accord avec ceux obtenus par Marchand dans sa thèse. Dans les cas où des dispositifs ont été ajoutés sur le profil pour déclencher la turbulence, les mesures montrent des différences non-négligeables. Les positions des bandes adhésives ajoutées sur le profil par Marchand sont similaires à celles utilisées dans cette thèse. En



(a) Ecart type de la portance



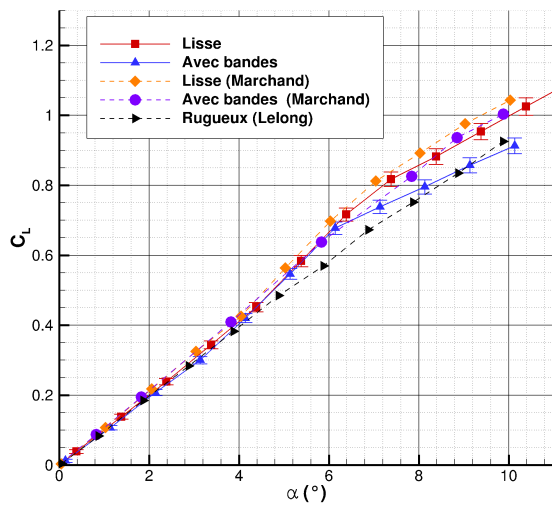
(b) Ecart type de la traînée

FIGURE IV.16 – Comparaison des écarts types sur les coefficients hydrodynamiques obtenus avec et sans ajout de bandes au bord d’attaque pour différentes incidences ($U_0=5$ m/s).

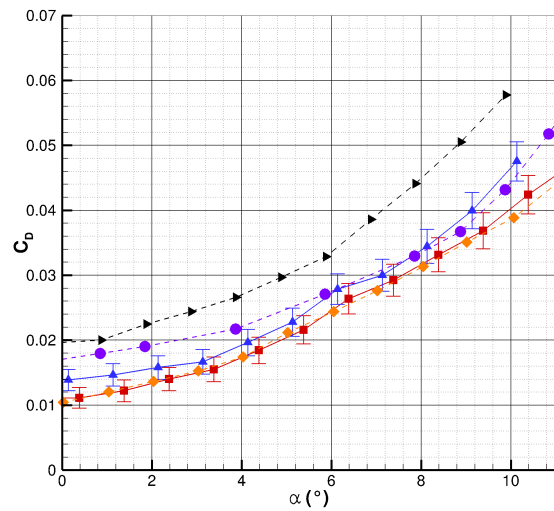
revanche, Lelong ajouta des bandes rugueuses près du bord d’attaque. Les coefficients de portance obtenus par Marchand varient linéairement avec l’angle d’incidence, suivant la droite $C_L = 2\pi\alpha$ prédite par la théorie des profils minces. La courbe obtenue par Lelong présente également une dépendance linéaire avec l’angle d’attaque, mais de coefficient directeur inférieur. Les coefficients de portance mesurés dans cette thèse se trouvent entre les deux courbes. Il est possible que l’ajout de bandes lisses réalisé par Marchand soit suffisant pour déclencher la transition turbulente sur l’intrados et l’extrados du profil, alors que l’ajout de bandes rugueuses effectué par Lelong détériore les performances du profil. En effet, la bande de rugosité ajoutée par Lelong recouvre l’intégralité du bord d’attaque et peut donc légèrement changer la géométrie du profil. Les différences obtenues entre les essais réalisés dans cette thèse et ceux de Marchand sont vraisemblablement dues à l’intensité de la turbulence dans la veine d’essais qui peut avoir une influence importante sur les mécanismes de transition. Lors de ses mesures Marchand utilisa un dispositif de grilles dans le convergent du tunnel, pour atteindre un taux de turbulence en entrée de veine de l’ordre de 10%, contre 2% dans le cas sans grille.

Les coefficients de traînée obtenus par Lelong sur le profil avec bandes rugueuses sont largement supérieurs à ceux mesurés sur des profils avec ajout de bandes. Les coefficients de traînée mesurés dans cette thèse sont en accord avec ceux de Marchand pour des angles supérieurs à $\alpha = 6^\circ$. Pour les angles inférieurs, les coefficients de traînée mesurés par Marchand sont supérieurs, et on n’observe pas de changement de pente autour de $\alpha = 6^\circ$.

Les coefficients hydrodynamiques sont comparés aux résultats de deux publications. Les essais effectués par Sheldahl et Klimas [365] sont aussi réalisés pour un Reynolds $Re=5\times 10^5$. Les auteurs notent que l’ajout de bandes rugueuses n’influençait pas les résultats. On peut donc supposer que la couche limite est turbulente (au moins sur l’extrado). Dans ses travaux, Bertagnolio [366] utilise également un profil lisse mais à un Reynolds plus élevé $Re=1.6\times 10^6$. Dans les deux études les coefficients hydrodynamiques sont corrigés pour prendre en compte les effets de blocage dus aux parois de la



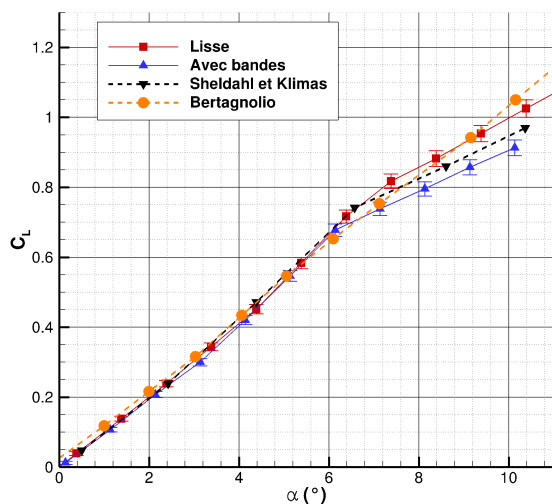
(a) Coefficient de portance



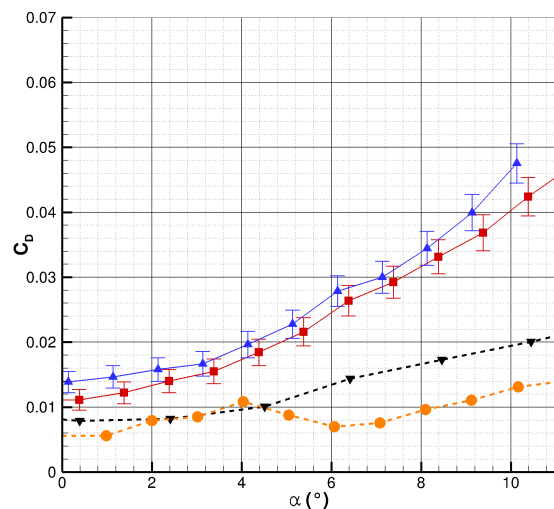
(b) Coefficient de traînée

FIGURE IV.17 – Comparaison des coefficients hydrodynamiques avec des mesures antérieures effectuées à l’IRENav, pour différentes incidences ($U_0=5$ m/s).

veine d’essais. Les coefficients de portance obtenus par Sheldhal et Klimas suivent une courbe similaire à celle obtenue dans cette thèse, avec un changement de pente notable autour de $\alpha = 6^\circ$. Au contraire les résultats obtenus par Bertagnolio sont plus proches de ceux obtenus par Marchand (figure IV.17). Il est possible que le taux de turbulence élevé dans les essais de Marchand ait une influence semblable à celle d’un Reynolds plus élevé, comme dans les essais de Bertagnolio. Les coefficients de traînée des deux études sont significativement inférieurs à ceux obtenus à l’IRENav. Il semble aussi que les variations de traînée avec l’angle d’attaque soient moins importantes pour ces deux travaux. Il est donc probable que les effets de blocage et d’interférence dus aux parois de la veine soient importants (Barlow et al. [367]).



(a) Coefficient de portance



(b) Coefficient de traînée

FIGURE IV.18 – Comparaison des courbes de portance et de traînée avec celles disponibles dans la littérature scientifique.

IV.1.2.b Coefficients de portance et de traînée calculés avec la PIV

Afin de valider les mesures d'efforts réalisées avec la balance, les coefficients hydrodynamiques peuvent être calculés à l'aide des champs de vitesses PIV. Les acquisitions ont été faites sur le profil avec bandes. Les deux méthodes utilisées pour le calcul des coefficients, reposant sur l'utilisation d'un contour et l'utilisation du sillage, sont présentées en section II.4. Pour les valider, ces méthodes ont d'abord été appliquées à des champs de vitesses issus de simulations 2D, pour différentes incidences et $U_0 = 5$ m/s. Les coefficients hydrodynamiques calculés à partir des champs de vitesse peuvent alors être comparés à ceux calculés par le code par intégration des contraintes sur le profil. Les vitesses moyennes ainsi que les quantités turbulentes issues des simulations sont interpolées sur le maillage utilisé pour les acquisitions PIV. Les coefficients obtenus pour différents angles d'attaque sont présentés en figure IV.19. L'intégration sur un contour permet bien de retrouver les coefficients de portance calculés par le code numérique. Les méthodes d'intégration sur un contour et dans le sillage permettent aussi de retrouver les coefficients de traînée, même s'il existe des écarts pour les petits angles. Ces différences peuvent être dues à l'interpolation des vitesses sur le maillage PIV, plus grossier que le maillage fluide. Néanmoins, les coefficients obtenus par les deux méthodes sont en bon accord avec les coefficients de référence, suggérant que le maillage PIV est suffisamment fin pour calculer les coefficients hydrodynamiques et que les méthodes de contour et de sillage sont valides.

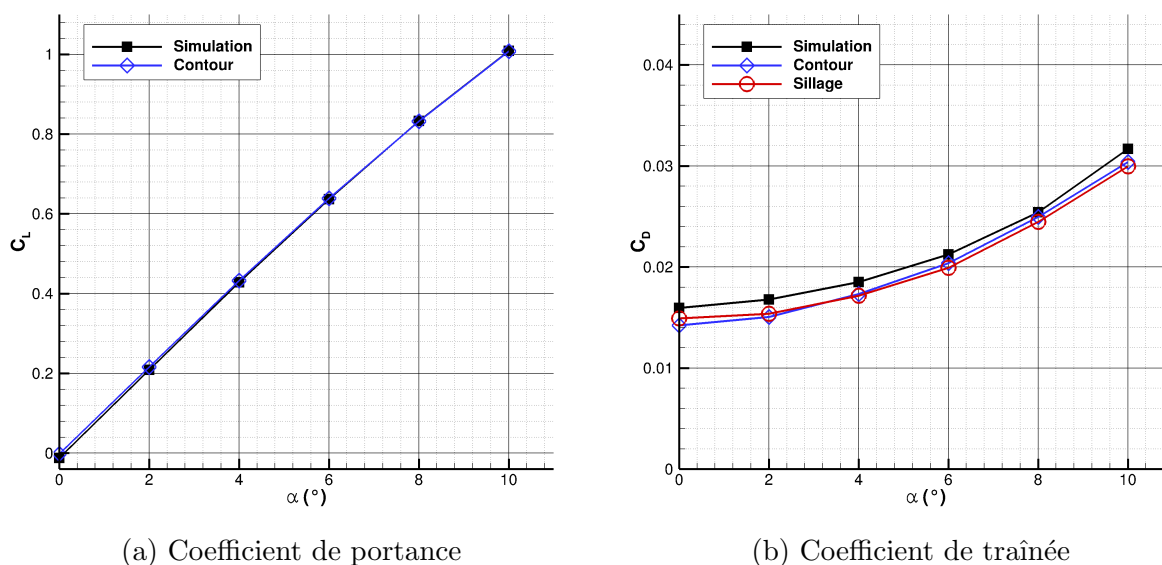


FIGURE IV.19 – Comparaison des coefficients hydrodynamiques de référence issus des simulations 2D et des coefficients obtenus par intégration sur un contour et dans le sillage.

Au contraire des champs de vitesse issus des simulations, les acquisitions PIV sont entachées de bruit de mesure. Comme présenté en section II.4, le filtre DFS proposé par Wang et al. [310] est utilisé dans cette thèse pour réduire le bruit présent dans les champs de vitesses PIV. Afin d'évaluer la robustesse des méthodes de contour et de sillage, un bruit gaussien d'intensité égale à 2% est ajouté aux champs de vitesses issus des simulations. Le chevauchement des fenêtres d'interrogations lors du calcul PIV conduit à un bruit corrélé plutôt qu'un bruit blanc. En suivant la suggestion de Wang et al. [310], un filtre de moyenne mobile 3×3 est donc utilisé afin d'obtenir un bruit corrélé. Un exemple de champ de vitesse avec bruit est présenté en figure IV.20. Les coefficients

hydrodynamiques sont ensuite calculés à partir des champs bruités, à l'aide des méthodes de contour et de sillage, avec et sans application du filtre DFS.

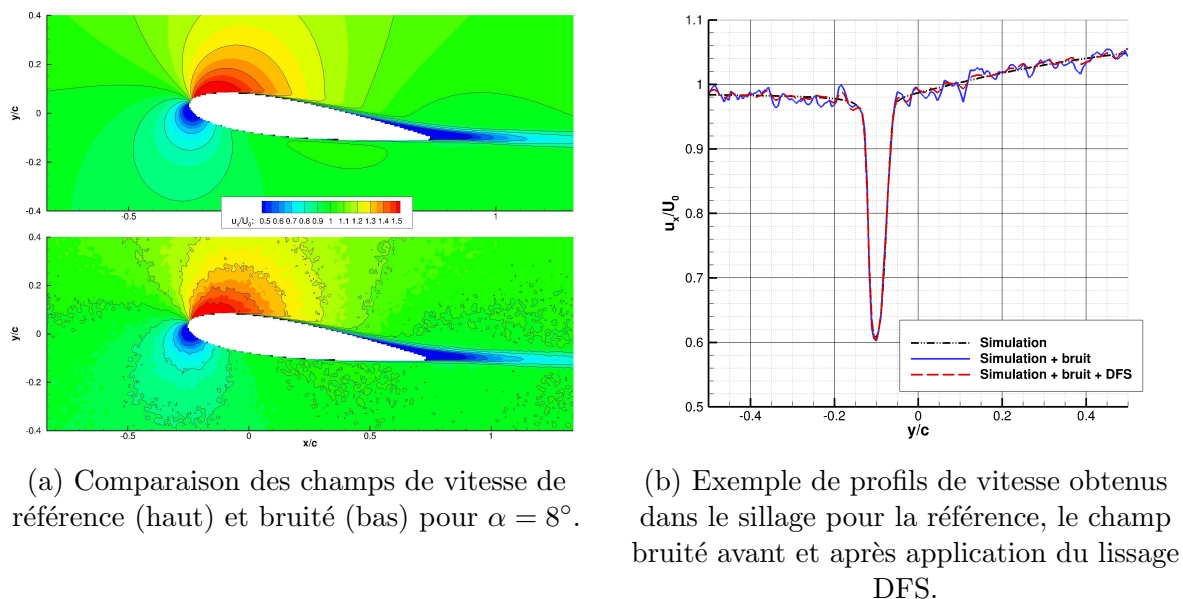


FIGURE IV.20 – Comparaison des champs de vitesse de référence et bruité.

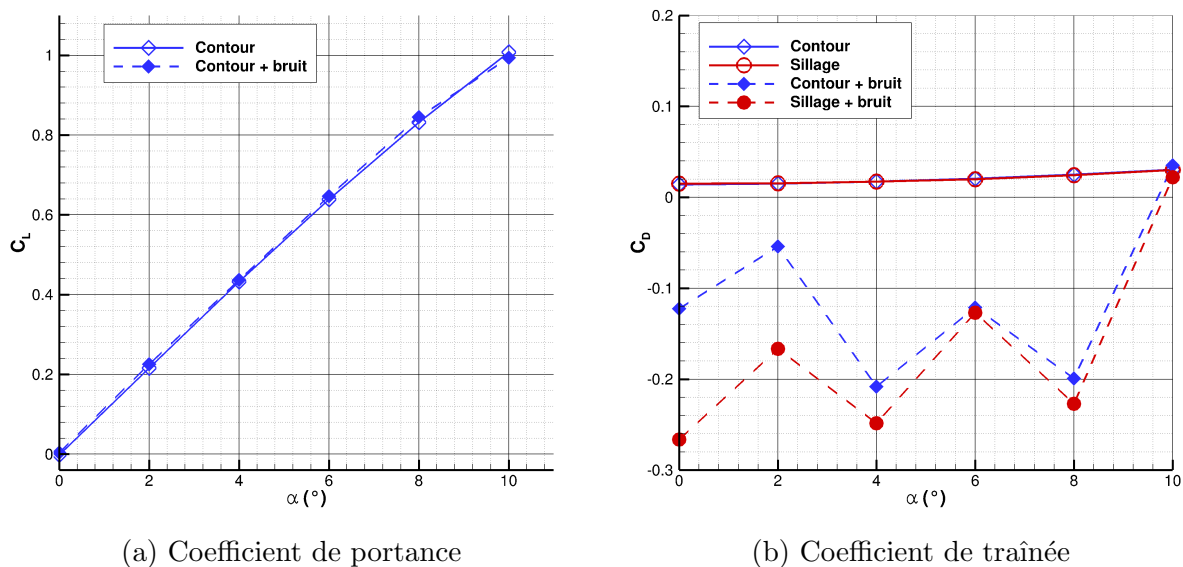


FIGURE IV.21 – Coefficients hydrodynamiques obtenus par intégration sur un contour et dans le sillage pour les champs de vitesses avec bruit.

Les coefficients hydrodynamiques calculés à partir des champs bruités sans application du filtre DFS sont comparés aux coefficients obtenus à partir des champs non-bruités en figure IV.21b. La présence de bruit a relativement peu d'influence sur la courbe des coefficients de portance obtenue par intégration sur un contour. En revanche les deux méthodes d'intégration appliquées aux champs bruités ne permettent pas de retrouver les coefficients de traînée, pour lesquels on obtient même des valeurs négatives.

Comme présenté en figure IV.22, l'application du filtre DFS sur les champs de vitesse entachés de bruit permet d'obtenir des coefficients de portance identiques à ceux obtenus

sur les champs non-bruités. L'intérêt du lissage DFS est flagrant sur les courbes des coefficients de traînée. Bien que des écarts subsistent par rapport à la courbe de référence, les performances des deux méthodes d'intégration sont bien meilleures que pour le cas sans utilisation de filtre. Différents essais ont aussi montré que la méthode d'intégration dans le sillage est moins sensible à d'éventuels mauvais alignements des caméras utilisées pour la PIV. C'est donc cette méthode qui est employée pour calculer les coefficients de traînée à partir des acquisitions PIV.

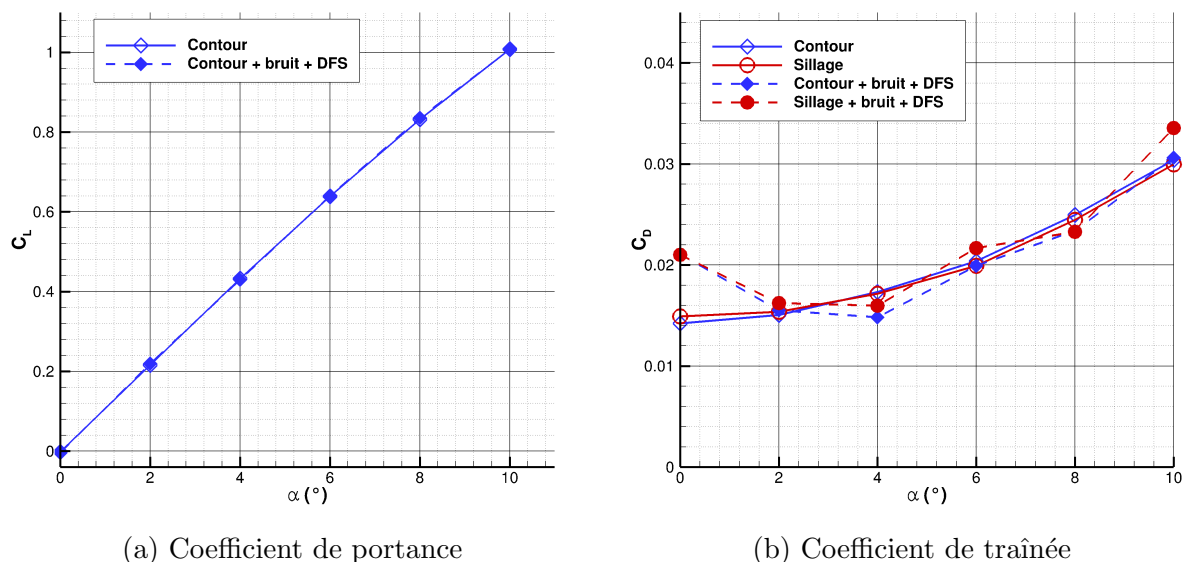


FIGURE IV.22 – Coefficients hydrodynamiques obtenus par intégration sur un contour et dans le sillage pour les champs de vitesse avec bruit auxquels a été appliqué le filtre DFS.

Les coefficients obtenus à partir de la PIV sont comparés à ceux mesurés avec la balance en figure IV.23. Les coefficients de portance sont similaires à ceux obtenus avec la balance. On peut toutefois remarquer qu'ils sont en général légèrement supérieurs en valeurs absolues aux coefficients mesurés avec la balance. En effet, les champs PIV permettent d'obtenir les coefficients de portance dans un plan situé à mi-envergure, et ne prennent donc pas en compte les effets de bords causés par les parois de la veine, qui ont tendance à diminuer la portance. La courbe de traînée obtenue à partir des champs PIV est globalement symétrique par rapport à la droite $\alpha = 0^\circ$. Les minima locaux obtenus autour de $\alpha = \pm 6^\circ$ sont vraisemblablement dus à une surrestimation de la traînée pour les angles compris entre $\alpha = -2^\circ$ et $\alpha = +2^\circ$. Pour ces angles l'épaisseur du sillage est relativement faible et le maillage PIV n'est peut être pas assez fin pour l'estimation de la traînée. Enfin, les coefficients de traînée calculés à l'aide de la PIV sont significativement inférieurs à ceux mesurés par la balance, suggérant ainsi que la traînée induite par les tourbillons marginaux est importante. Cette traînée induite peut être estimée à l'aide de la théorie de lignes portantes (Prandtl [368]). En suivant l'approche utilisée par Timmer [364], la traînée totale C_D^{tot} mesurée par la balance peut s'écrire sous la forme :

$$C_D^{\text{tot}} = C_D^{\text{par}} + C_D^{2D} + C_D^{\text{ind}} \quad (\text{IV.6})$$

où C_D^{par} est une traînée parasite supposée constante, due à la présence des couches limites sur les parois de la veine, C_D^{2D} est la traînée correspondant à un profil 2D et C_D^{ind} la traînée induite. La traînée 2D peut être estimée à l'aide du coefficient calculé à mi-envergure à

partir des acquisitions PIV, $C_D^{2D} \approx C_D^{PIV}$. La traînée induite est calculée grâce à la théorie des lignes portantes, avec la formule :

$$C_D^{ind} = \frac{C_L^2}{\pi \lambda e}$$

avec λ le rapport de forme du profil et e le coefficient d'efficacité d'Oswald. Il est alors possible de choisir les valeurs des constantes C_D^{par} et e afin de coller au mieux aux valeurs de portance mesurées par la balance. La courbe de traînée totale obtenue avec $e = 4.7$ et $C_D^{par} = 0.003$ est présentée en figure IV.23b. La formule IV.6 permet bien de retrouver des valeurs proches de la traînée totale mesurée par la balance.

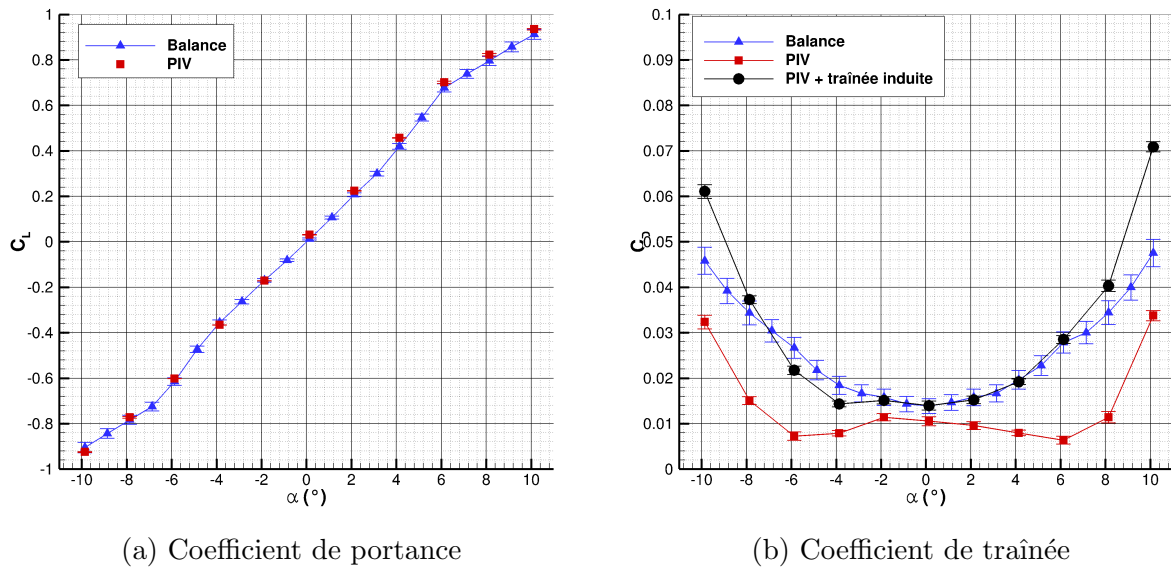


FIGURE IV.23 – Comparaison des coefficients hydrodynamiques mesurés par la balance et calculés à partir des champs de vitesse PIV ($U_0 = 5$ m/s).

IV.1.3 Résultats numériques et comparaison avec les mesures

IV.1.3.a Comparaison des efforts

Des simulations numériques ont été réalisées avec les maillages M7_{2D} et M7_{3D} pour des incidences comprises entre $\alpha = 0^\circ$ et $\alpha = 10^\circ$ à une vitesse $U_0 = 5$ m/s. La figure IV.24 propose la comparaison des coefficients hydrodynamiques prédits par les modèles de turbulence $k - \omega$ SST et EASM avec les résultats expérimentaux. Les coefficients de portance obtenus sur les maillages M7_{2D} et M7_{3D} avec le modèle $k - \omega$ SST sont presque identiques, les résultats 3D étant légèrement inférieurs aux résultats 2D. Comme décrit dans la section précédente, les effets 3D ne semblent pas avoir de forte influence sur la portance. Le modèle EASM prédit des coefficients de portance inférieurs à ceux du modèle $k - \omega$ SST, en particulier pour $\alpha = 10^\circ$. Bien que pour les deux modèles, les couches limites sur le profil soient turbulentes, les coefficients de portance sont plus proches des résultats expérimentaux obtenus sans ajout de bandes pour déclencher la turbulence.

Les coefficients de traînée prédits par le modèle $k - \omega$ SST avec le maillage 3D sont supérieurs à ceux obtenus sur un maillage 2D. Le maillage 3D permet la prise en compte des tourbillons en fer à cheval présents à la jonction entre le profil et les parois latérales

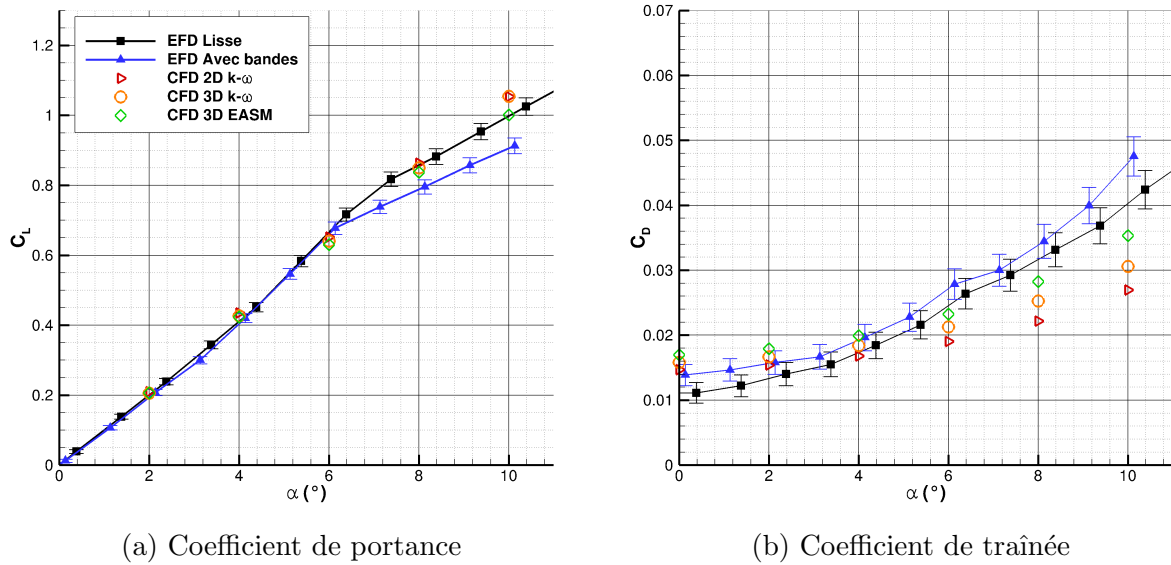


FIGURE IV.24 – Comparaison des coefficients hydrodynamiques numériques et expérimentaux ($U_0 = 5$ m/s).

de la veine, dont l'influence est discutée en section IV.1.3.b. Comme présenté en figure IV.25, la contribution de la traînée visqueuse est majoritaire jusqu'à $\alpha = 6^\circ$, alors que la traînée de forme est plus importante pour les angles supérieurs. A partir d'une incidence $\alpha = 8^\circ$, des zones de recirculations significatives sont visibles sur l'extrados du profil, près des parois et du bord de fuite, comme présenté en figure IV.26 pour $\alpha = 10^\circ$.

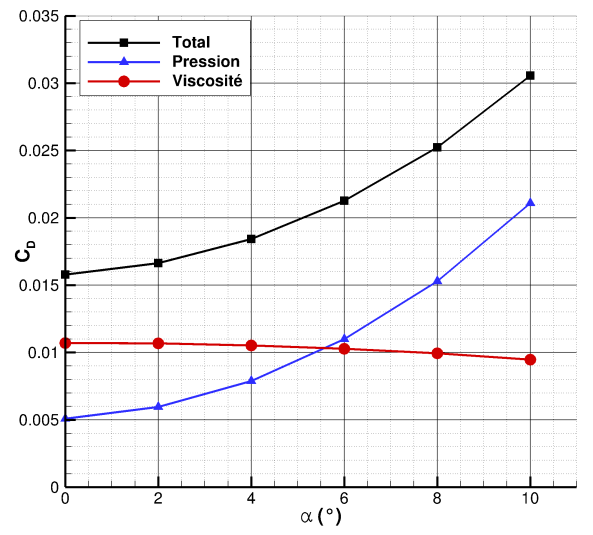


FIGURE IV.25 – Contributions des traînée visqueuse et traînée de forme prédites par les simulations en fonction de l'angle d'incidence ($U_0 = 5$ m/s, modèle $k - \omega$ SST).

Le modèle de turbulence EASM prédit des coefficients de traînée significativement supérieurs au modèle $k - \omega$ SST pour les angles supérieurs à $\alpha = 6^\circ$. Ces écarts sont majoritairement causés par une augmentation de la traînée de forme avec le modèle EASM. Les courbes de traînée prédites par les deux modèles de turbulence sont similaires à celles obtenues expérimentalement pour les angles inférieurs à $\alpha = 6^\circ$. Pour les angles supérieurs, la traînée numérique est bien inférieure à celle mesurée dans les essais. Notons

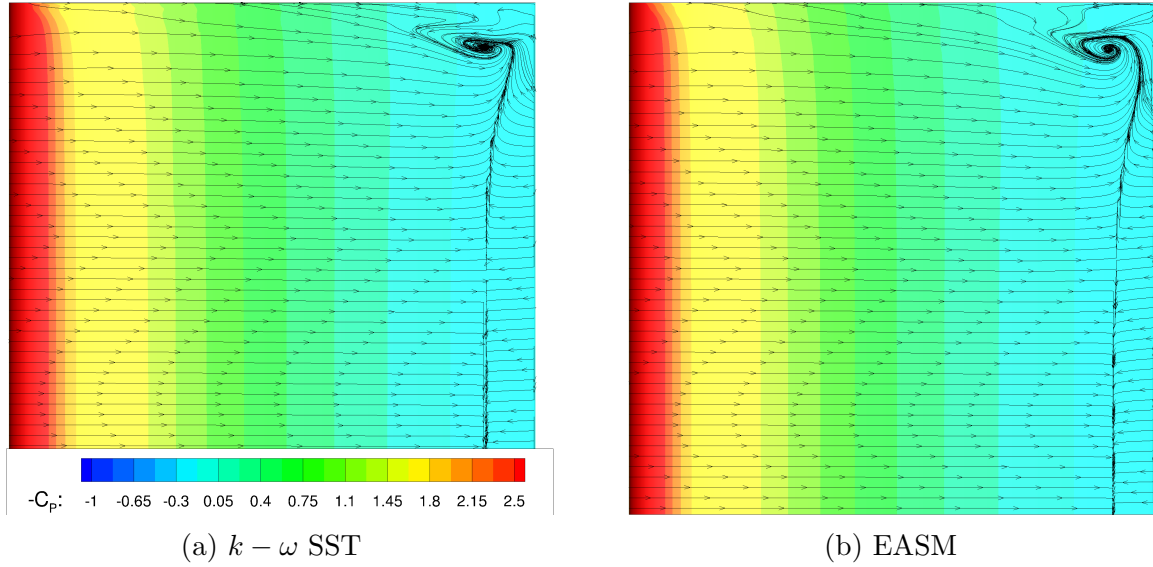


FIGURE IV.26 – Distributions du coefficient de pression et lignes de courant prédites par les modèles $k - \omega$ SST et EASM sur l'extrados du profil. L'angle d'incidence est $\alpha = 10^\circ$ et la vitesse $U_0 = 5$ m/s.

que les résultats numériques ne montrent pas les changements de pente observés pour la portance et la traînée autour de $\alpha = 6^\circ$. En effet, les deux modèles de turbulence utilisés ne peuvent prédire la transition laminaire-turbulent des couches limites. Des simulations 2D ont été réalisées en utilisant un modèle de transition et sont présentées en section IV.1.3.c.

Enfin, bien que les profils utilisés dans cette thèse ne soient pas équipés de capteurs de pression, les résultats numériques peuvent être comparés avec les distributions du coefficient de pression C_p présentées par Bertagnolio [366] pour $\alpha = 0^\circ$ et $\alpha = 8.13^\circ$ à un Reynolds $Re = 1.6 \times 10^6$. Comme illustré en figure IV.27, les coefficients de pression à mi-envergure prédits par le modèle $k - \omega$ SST sur le maillage 3D suivent relativement bien les valeurs expérimentales de Bertagnolio.

IV.1.3.b Influence de la géométrie du profil

Contrairement à la géométrie utilisée dans les simulations des sections précédentes, il existe en réalité un interstice de quelques dixièmes de millimètres entre le profil et les parois latérales de la veine. Afin d'analyser l'influence de cet interstice, de nouveaux maillages 3D ont été générés à l'aide d'Hexpress pour une incidence $\alpha = 8^\circ$. Ces maillages sont basés sur les mêmes niveaux de raffinement utilisés pour les maillages 2D, et sont limités à une demi-envergure. Notons que la présence de l'interstice ne permet pas d'obtenir ces maillages 3D par extrusion de maillages 2D. Des boîtes de raffinement ont été ajoutées autour de l'interstice afin de mieux résoudre les tourbillons marginaux. Pour ce type de géométrie, il est assez complexe de générer des maillages de bonne qualité avec Hexpress, en particulier pour le maillage des couches limites. Ces maillages possèdent donc un nombre important de cellules, de l'ordre de 39 millions. Trois tailles d'interstice ont été étudiées, $\Delta z_{\text{tip}} = 0.3$ mm, $\Delta z_{\text{tip}} = 0.5$ mm et $\Delta z_{\text{tip}} = 0.7$ mm, correspondant à respectivement 1.6‰, 2.6‰ et 3.7‰ de l'envergure totale. Une vue du maillage, dans un plan perpendiculaire à la direction de l'écoulement situé à mi-corde, est donnée en figure IV.28 pour $\Delta z_{\text{tip}} = 0.7$ mm.

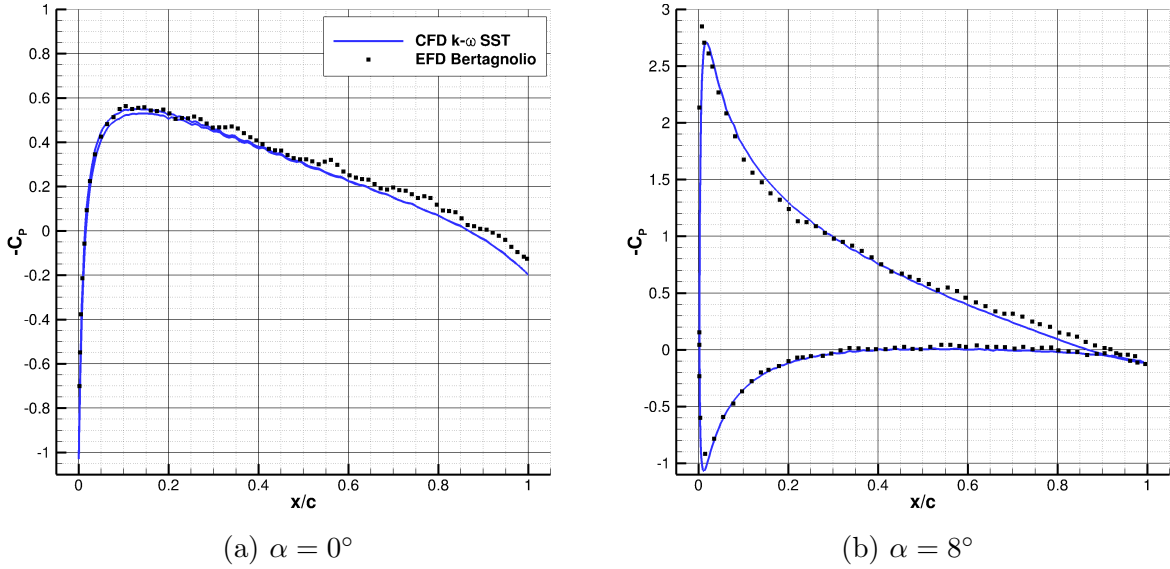


FIGURE IV.27 – Comparaison des coefficients de pression mesurés par Bertagnolio [366] et ceux prédits par les simulations sur la section à mi-envergure du profil.

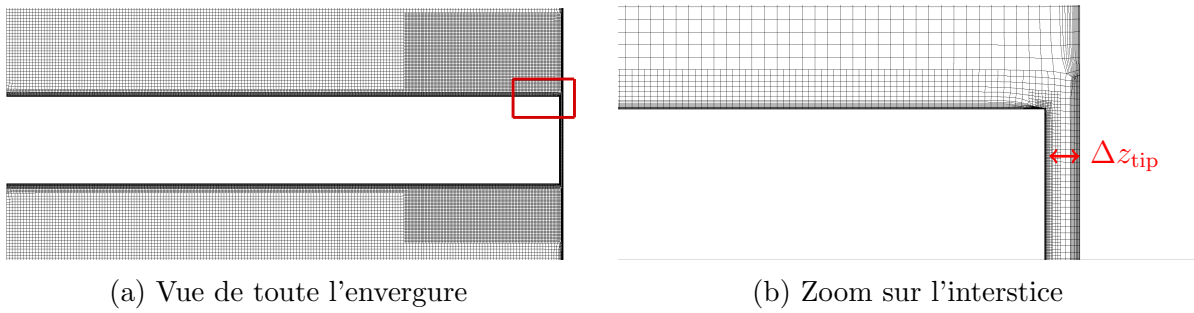


FIGURE IV.28 – Vues d'un maillage généré pour prendre en compte l'interstice. Le plan de coupe est situé en $x = 0.25c$. Le rectangle rouge marque la zone de zoom présentée sur l'image de droite.

De premières simulations ont été réalisées sur ces maillages avec le modèle $k - \omega$ SST, pour une vitesse $U_0 = 5$ m/s. Les calculs montrent que plus l'interstice est important, plus la portance diminue. Ces variations restent cependant inférieures à 2%. En revanche, la taille de l'interstice a une influence beaucoup plus importante sur le coefficient de traînée. D'après les résultats numériques présentés en figure IV.29, un interstice de 0.7 mm augmente la traînée totale de l'ordre de 40%. Cette augmentation est due à une augmentation significative de la traînée de pression, causée par l'apparition d'un tourbillon marginal en présence d'interstice.

Les isosurfaces du second invariant du gradient de vitesse adimensionnel $Q^* = Qc^2/U_0^2$ sont présentées en figure IV.30 pour différentes largeurs d'interstice. Sur la géométrie où le profil et la paroi sont joints, deux tourbillons en fer à cheval primaires se forment, accompagnés de vortex induits. Il existe aussi un vortex secondaire moins important près du profil. Lorsque l'interstice entre le profil et la paroi est pris en compte, un tourbillon marginal se forme au bord d'attaque. On observe aussi la présence d'un vortex induit contra-rotatif et d'une zone de séparation sur l'extrémité du profil. Ces tourbillons sont typiques de l'écoulement en extrémité de profil libre (Liang et Xue [369]) ou en présence de paroi (Decaix et al. [370]). La faible étendue de la zone de séparation peut être due

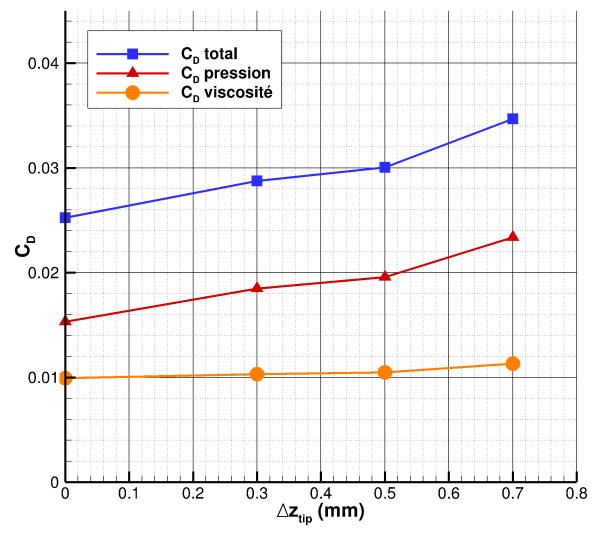


FIGURE IV.29 – Influence de la taille de l’interstice sur le coefficient de traînée.

à la taille de l’interstice, très inférieure à ce qui est habituellement pris en compte dans la littérature. Cela explique aussi la présence du tourbillon en fer à cheval, même sans jonction entre le profil et la paroi. Plus l’interstice est important, plus le tourbillon en fer à cheval tend à disparaître.

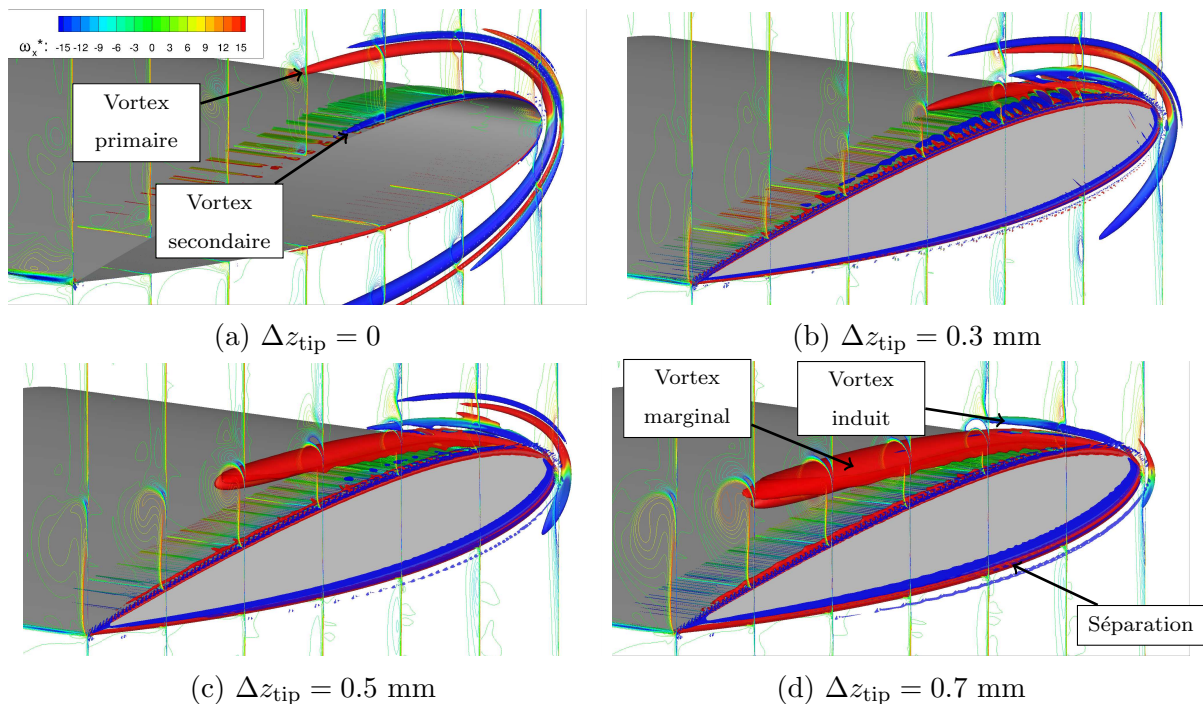


FIGURE IV.30 – Isosurfaces du second invariant adimensionnel ($Q^*=60$) pour différentes valeurs de l’interstice.

Afin de confirmer la présence de vortex marginaux aux extrémités du profil, des mesures de PIV ont été effectuées dans un plan situé à 9 mm du hublot. Les champs de vitesse PIV sont comparés aux résultats numériques obtenus sur les géométries sans interstice et avec interstice de taille $\Delta z_{tip} = 0.7$ mm. Une zone de faibles vitesses est visible

en aval du profil sur les mesures PIV, mettant en évidence la présence d'un tourbillon marginal près du hublot (figure IV.31). Alors que ce tourbillon n'est pas retrouvé avec la géométrie sans interstice, il est bien visible sur les vitesses issues de la simulation avec interstice. La position du tourbillon marginal est cependant légèrement différente de celle observée sur les champs PIV, où le tourbillon semble convecté vers la partie supérieure de la veine.

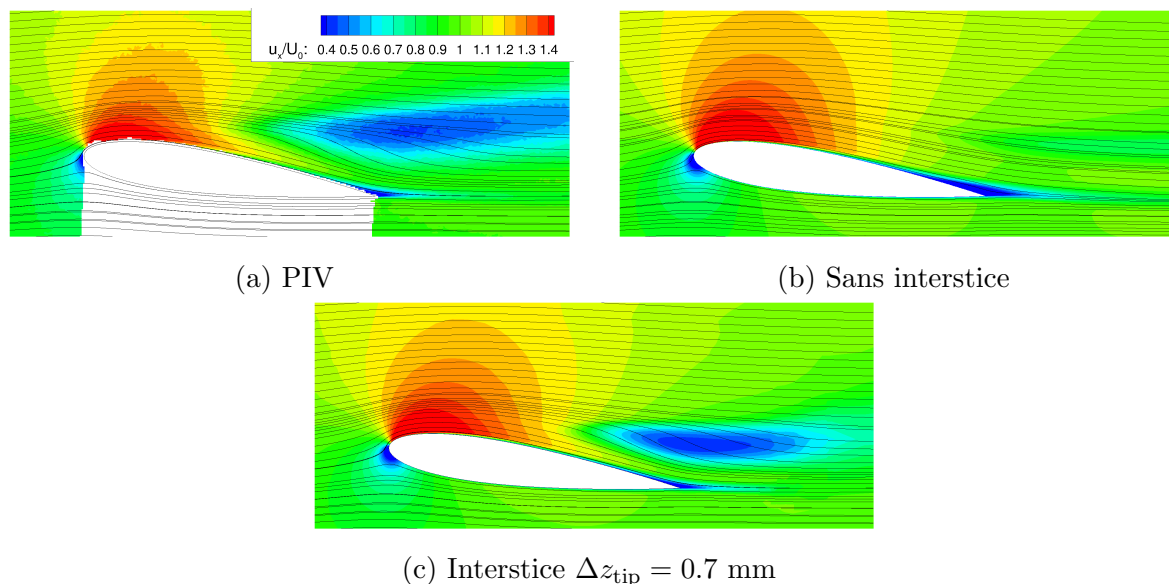


FIGURE IV.31 – Champs de vitesse obtenus dans un plan situé à 9 mm du hublot de la veine d'essais. Les résultats de la PIV sont comparés aux simulations sur les géométries avec et sans interstice.

Des calculs prenant en compte l'interstice ont été réalisés avec le modèle EASM. Ce modèle non-linéaire est supposé plus adapté à ce type d'écoulement anisotrope que le modèle $k - \omega$ SST (Churchfield et al. [371], Menter et al. [372]). L'utilisation du modèle EASM ne modifie pourtant pas significativement l'écoulement autour de l'interstice (figure IV.32). En revanche, comme dans le cas sans interstice, le modèle non-linéaire prédit une traînée plus importante, de l'ordre de 10%.

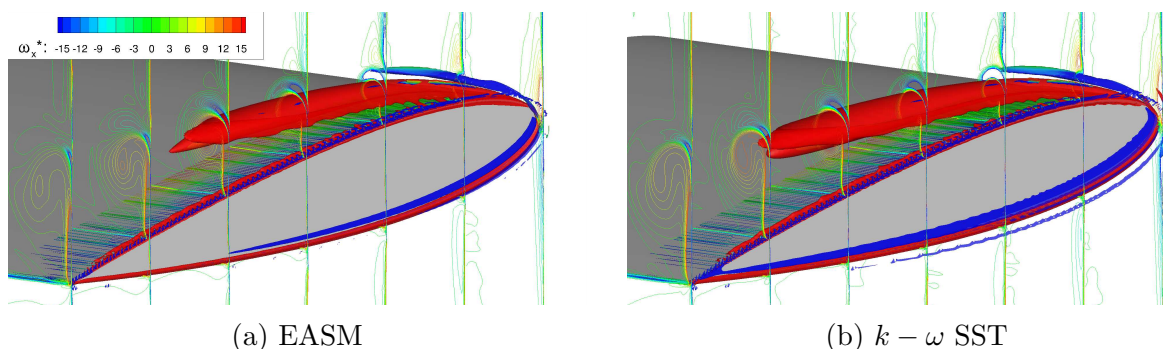


FIGURE IV.32 – Comparaison des isosurfaces du second invariant adimensionnel ($Q^*=60$) en utilisant les modèles $k - \omega$ SST et EASM

En réalité la taille de l'interstice de part et d'autre du profil n'est pas la même. L'espace entre le profil et le fond de veine est plus petit que celui entre le profil et le hublot du

tunnel. Ces espaces, de l'ordre de quelques dixièmes de millimètre, sont difficiles à mesurer avec précision et peuvent varier localement car les parois ne sont pas rigoureusement planes. Néanmoins des maillages ont été générés en considérant en espace de 0.3 mm avec le fond de veine et 0.7 mm avec le hublot, ces valeurs étant représentatives de la géométrie réelle. Au contraire des maillages précédents, ces maillages contiennent donc la totalité de l'envergure. Afin de réduire le nombre de cellules, les maillages ont été créés en reprenant les niveaux de raffinement du maillage grossier M_9^{2D} , permettant ainsi d'obtenir des maillages limités à environ 22 millions de cellules. Les simulations ont été réalisées pour des angles d'attaque compris entre $\alpha = 0^\circ$ et $\alpha = 10^\circ$, pour une vitesse $U_0 = 5$ m/s, avec le modèle EASM. Les coefficients hydrodynamiques obtenus sur les géométries avec interstices sont donnés en figure IV.33. Les coefficients de portance obtenus sur les deux géométries sont similaires. Les coefficients de traînée prédits par les simulations pour la géométrie disjointe sont en revanche plus près des résultats expérimentaux, en particulier pour les angles supérieurs à $\alpha = 4^\circ$. Les distributions de la portance et de la traînée sur l'envergure du profil sont tracées en figure IV.34 pour les deux géométries, à une incidence $\alpha = 8^\circ$. Les efforts sont plus importants à l'extrémité du profil où l'interstice est de $\Delta z_{tip} = 0.7$ mm. Alors que les interstices augmentent significativement la traînée sur 20% de l'envergure de part et d'autre du profil, les variations de portance sont bien moins importantes. À mi-envergure, les coefficients hydrodynamiques sont similaires pour les deux géométries.

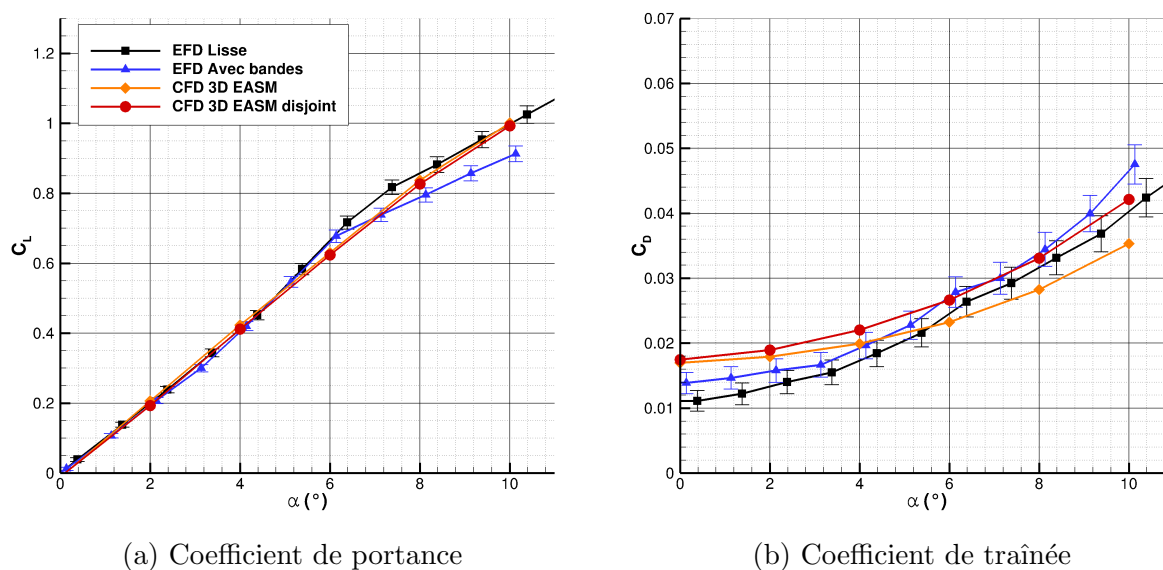


FIGURE IV.33 – Influence de la présence d'interstices sur les courbes de portance et de traînée.

Des simulations ont été mises en place pour évaluer l'influence du convergent du tunnel, en amont de la veine d'essais, sur l'écoulement. L'objectif était de savoir si la géométrie du convergent est à l'origine des vitesses verticales mesurées par PIV en entrée de veine (figure IV.10b). La prise en compte du convergent dans les simulations n'apporte malheureusement pas de réponse à cette question, et il a donc été choisi de ne pas le prendre en compte pour le reste des simulations numériques.

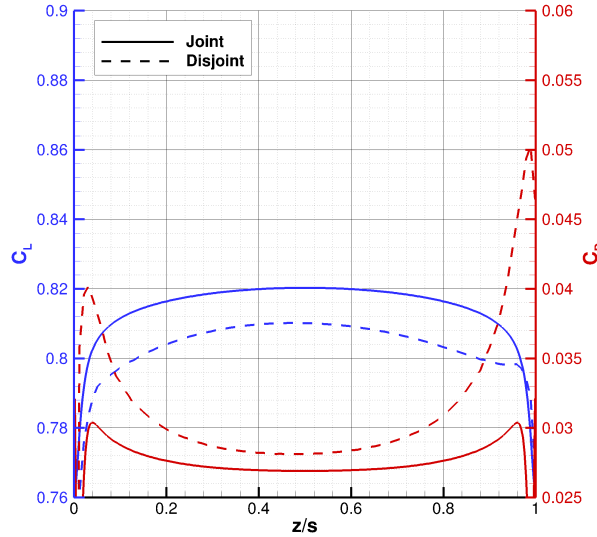
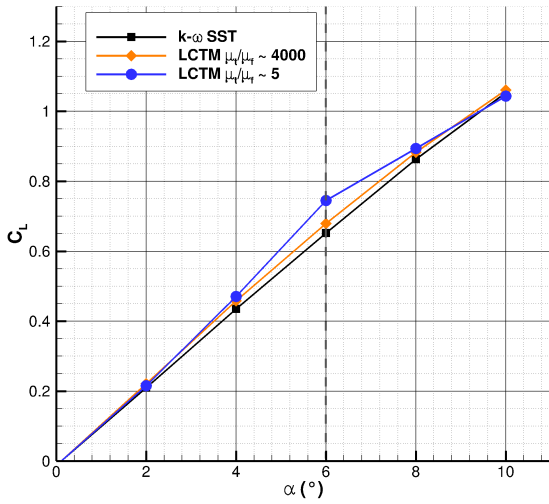


FIGURE IV.34 – Distribution des efforts sur l’envergure pour les géométries avec et sans interstices.

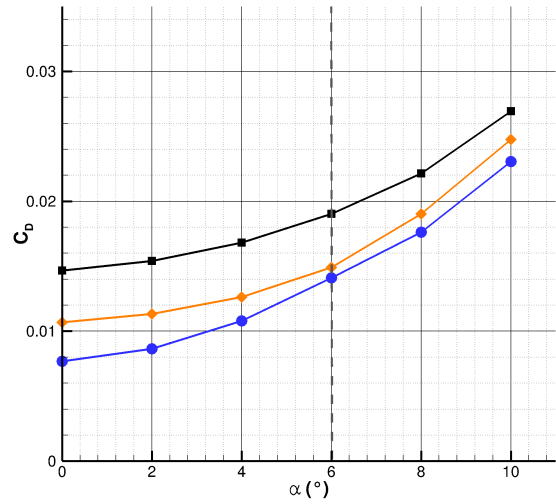
IV.1.3.c Discussion sur la transition turbulente des couches limites

La courbe de portance mesurée dans cette thèse présente des différences notables avec celle mesurée par Marchand (figure IV.17). Ces écarts étant vraisemblablement dus à la transition laminaire-turbulent de la couche limite, des simulations 2D ont été réalisées en utilisant le modèle de transition présenté en annexe C. Dans sa thèse, Delafin [300] étudie l’influence de la viscosité turbulente imposée en entrée, sur la transition d’un profil NACA 66312. Pour un ratio $\mu_t/\mu_f = 1000$ la transition de la couche limite se fait sans bulbe de séparation. Pour un rapport $\mu_t/\mu_f = 10$, l’intensité turbulente arrivant sur le profil est moins importante et on observe alors une transition avec bulbe de séparation laminaire sur l’intrados et l’extrado. Les choix des conditions aux limites pour les quantités turbulentes permettent donc de piloter les mécanismes de transition. De plus, le modèle $k - \omega$ SST permet de simuler une couche limite turbulente sur la majorité du profil. Ces propriétés ont été utilisées afin d’analyser l’influence de la transition sur la courbe de portance du profil rigide. Dans les simulations, la vitesse d’entrée de veine est fixée à $U_0 = 5$ m/s.

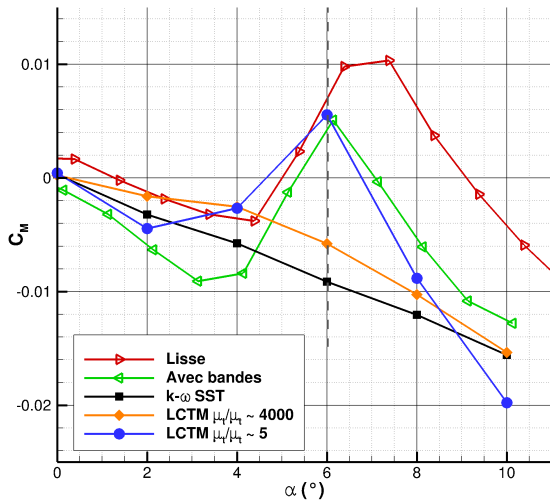
Deux valeurs de viscosité turbulente ont été utilisées dans cette thèse, $\mu_t/\mu_f = 4000$ et $\mu_t/\mu_f = 5$. Les coefficients de portance, de traînée et de moment issus des simulations sont présentés en figure IV.35. Le moment est calculé par rapport à l’axe d’encastrement dans la balance, situé en $x/c = 25\%$. Les coefficients de portance obtenus avec le modèle de transition sont plus importants que ceux prédits par le modèle $k - \omega$ SST. La courbe de portance obtenue avec la viscosité turbulente la moins importante présente, comme dans les mesures expérimentales, un changement de pente autour de $\alpha = 6^\circ$, beaucoup moins visible pour $\mu_t/\mu_f = 4000$. Avec le modèle de transition, on obtient bien des coefficients de traînée inférieurs à ceux du modèle $k - \omega$ SST, qui s’expliquent par des portions où les couches limites sont laminaires. Pour les simulations avec la condition aux limites $\mu_t/\mu_f = 5$, on observe aussi sur la traînée un changement de pente autour de $\alpha = 6^\circ$, similaire aux courbes expérimentales. Les courbes des coefficients de moment mesurées expérimentalement sur le profil lisse et avec ajout de bandes présentent toutes deux un maximum autour de $\alpha = 6^\circ$, que le modèle $k - \omega$ SST ne permet pas de retrouver. Ce maximum n’est pas non plus visible sur la courbe de moment obtenue avec le modèle de



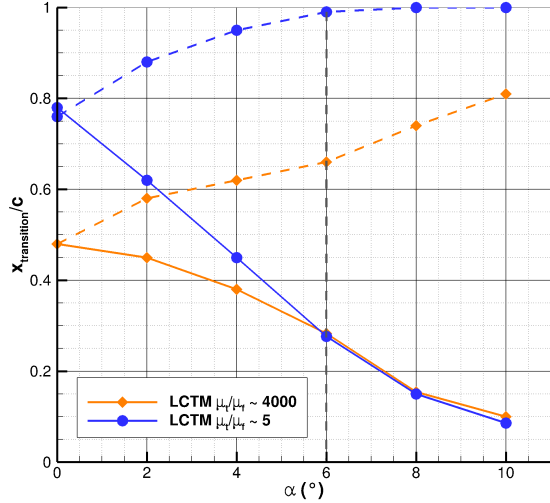
(a) Coefficient de portance



(b) Coefficient de traînée



(c) Coefficient de moment



(d) Position de transition turbulente

FIGURE IV.35 – Coefficients hydrodynamiques obtenus avec le modèle de transition et position de la transition turbulente sur le profil.

transition et $\mu_t/\mu_f = 4000$. Il est en revanche bien prédit par le modèle de transition avec $\mu_t/\mu_f = 5$.

La comparaison des coefficients de pression et de frottement pour $\alpha = 6^\circ$ proposée en figure IV.36 permet d'interpréter ces différences. Les résultats de simulations avec le modèle de transition présentent un plateau du coefficient de pression situé à environ $x/c = 25\%$. Les coefficients de frottement présentent au même endroit des valeurs négatives, indiquant la présence d'un bulbe de séparation laminaire (figure IV.36b). Le plateau de pression est plus étendu pour les simulations avec $\mu_t/\mu_f = 5$, ce qui est cohérent avec l'étendue plus importante du bulbe, visible sur les coefficients de frottements. Les plateaux de pression observés ne suffisent pas à expliquer les différences obtenues sur les coefficients de portance avec le modèle de transition. La portance plus élevée du calcul avec la viscosité turbulente la plus faible est majoritairement due à une distribution de pression inférieure sur l'extrados et supérieure sur l'intrado, par rapport au calcul avec la viscosité turbulente la plus faible. La figure IV.36b montre que pour $\mu_t/\mu_f = 4000$, la

transition sur l'intrados se fait sans bulbe de séparation laminaire (LSB), caractérisée par une augmentation du coefficient de frottement autour de $x/c = 0.4$. Pour la simulation avec $\mu_t/\mu_f = 5$, les valeurs négatives du coefficient de frottement entre $x/c = 0.85$ et $x/c = 1$ témoignent de la présence d'un bulbe de séparation. La transition laminaire-turbulent s'effectue alors dans le sillage du profil. Cette transition est clairement visible sur la distribution d'énergie cinétique turbulente (figure IV.37) où l'on observe pour $\mu_t/\mu_f = 5$ un maximum dans la partie inférieure du sillage. Comme proposé par Timmer [364] et observé par Delafin et al. [362], la présence de ce bulbe au bord de fuite a tendance à augmenter la cambrure du profil et donc à augmenter la portance. De plus, le changement de pente des coefficients hydrodynamiques uniquement observé pour $\mu_t/\mu_f = 5$ autour de $\alpha = 6^\circ$ est vraisemblablement dû à la présence du LSB sur l'intrados. Cette hypothèse est appuyée par l'évolution de la position de transition présentée en figure IV.35d. En effet, l'augmentation de la portance visible pour $\mu_t/\mu_f = 5$ entre $\alpha = 4^\circ$ et $\alpha = 6^\circ$ s'explique par le déplacement du bulbe de séparation laminaire vers le bord de fuite entraînant une augmentation de la cambrure vue par l'écoulement. Pour les angles supérieurs, le bulbe demeure au niveau du bord de fuite et la pente de portance est donc moins importante.

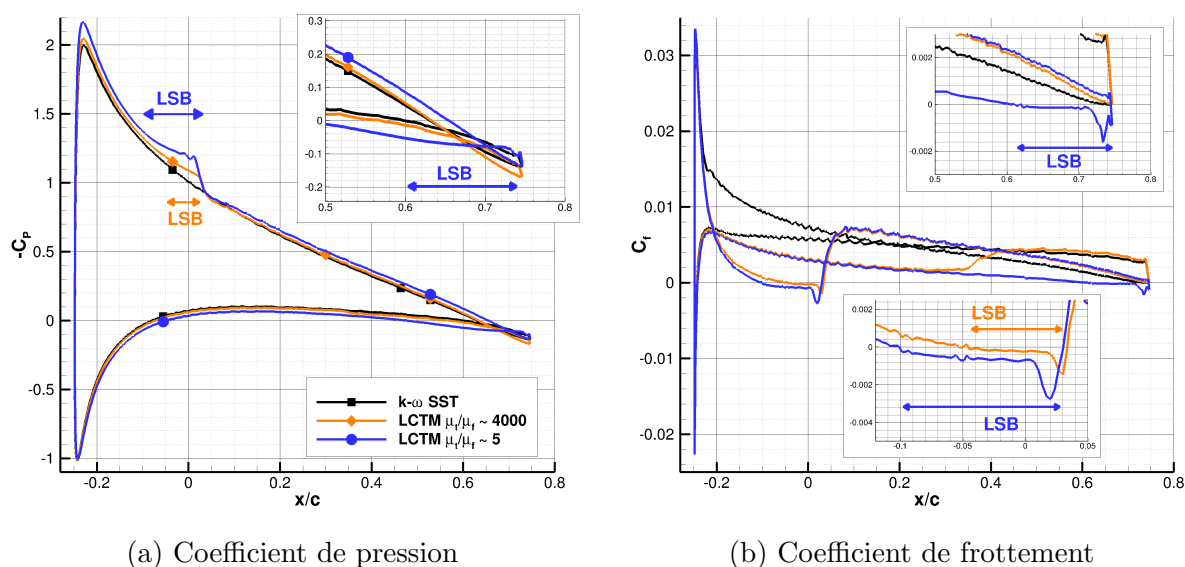


FIGURE IV.36 – Comparaison des coefficients de pression et de frottement sur le profil obtenus avec le modèle $k - \omega$ SST et le modèle de transition ($U_0 = 5$ m/s et $\alpha = 6^\circ$).

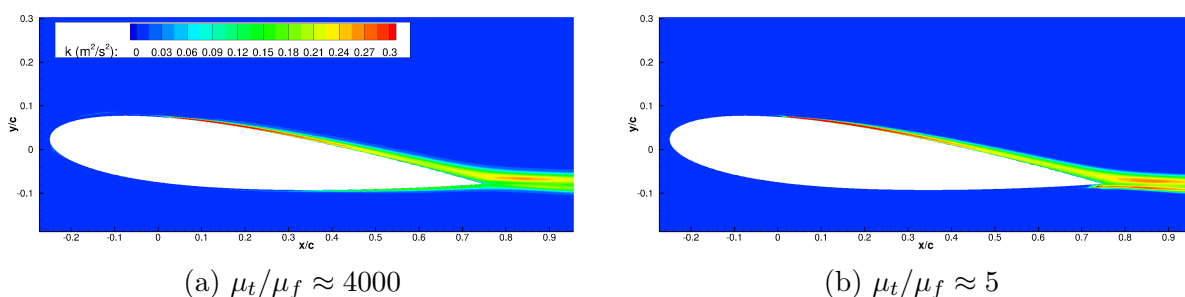


FIGURE IV.37 – Champs d'énergie cinétique turbulente obtenu pour une transition sans LSB (à gauche) et avec LSB (à droite) sur l'intrados.

Comme rappelé sur la figure IV.38, ce changement de pente autour de $\alpha = 6^\circ$ est visible sur les courbes de portance et de traînée expérimentales du profil avec bandes.

On peut donc supposer que l'ajout de bandes adhésives près du bord d'attaque n'a pas suffi à déclencher la transition turbulente sur l'intrado, et que le bulbe de séparation laminaire est bien présent près du bord de fuite. Les coefficients de portance mesurés sur le profil avec bandes sont cependant inférieurs à ceux du profil lisse pour les angles supérieurs à $\alpha = 6^\circ$ et l'ajout de bandes a donc bien un effet sur l'écoulement. Ces différences peuvent s'expliquer par la disparition du bulbe de séparation sur l'extrados du profil avec bandes. En effet, avec une incidence croissante, le bulbe se rapproche du bord d'attaque jusqu'à rencontrer la bande adhésive. Il est alors probable que le bulbe disparaisse, entraînant aussi la disparition du plateau de pression visible en figure IV.36a. Dans ce cas, la force de portance est inférieure à celle que l'on obtiendrait en présence du bulbe. Dans les essais de Marchand, la disparition du bulbe de séparation laminaire sur l'intrados peut être due à l'intensité turbulente élevée en entrée de veine ($I_t = 10\%$), cinq fois supérieure à celle mesurée dans cette thèse ($I_t = 2\%$). Il est donc plus pertinent de valider les simulations utilisant les modèles $k-\omega$ SST et EASM avec les mesures d'efforts de Marchand, pour lesquelles il n'y a pas de bulbes de séparation laminaire et les couches limites sont turbulentes. Effectivement, les courbes de portance et traînée obtenues avec le modèle EASM sur la géométrie avec interstice présentent un excellent accord avec les mesures de Marchand (figure IV.38)

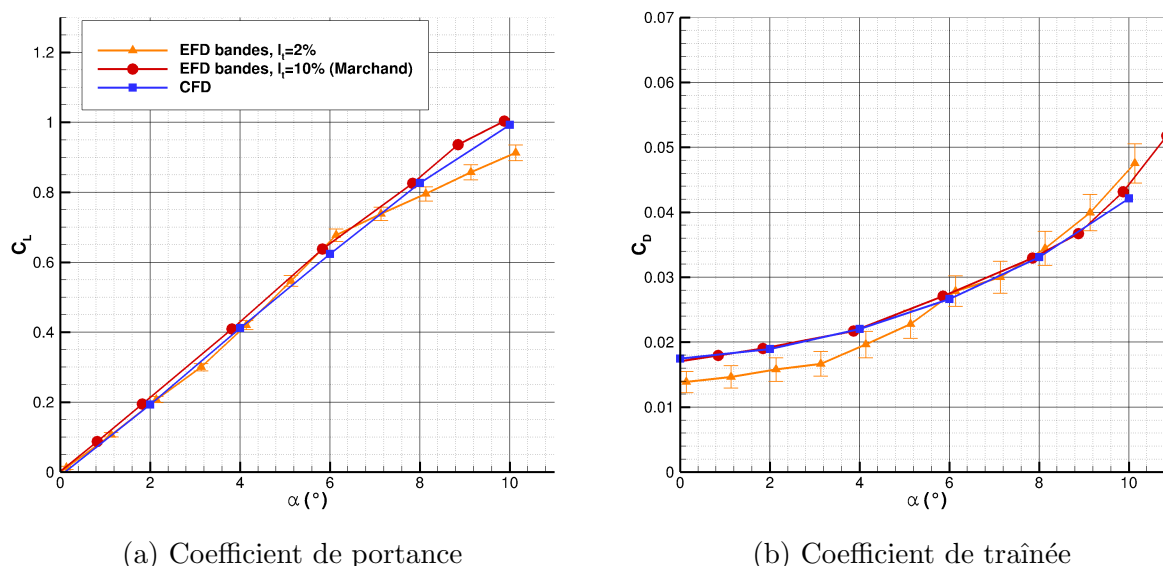


FIGURE IV.38 – Comparaison des coefficients hydrodynamiques numériques aux mesures de Marchand [300].

IV.1.3.d Comparaison des profils de vitesse

Dans cette section les champs de vitesse issus des simulations numériques, sur les géométries avec interstices et avec le modèle EASM, sont comparés aux mesures de PIV réalisées sur le profil avec bandes. Les normes des vitesses moyennes dans le plan situé à mi-envergure sont présentées en figure IV.39, pour des angles compris entre $\alpha = 4^\circ$ et $\alpha = 10^\circ$. Les résultats numériques sont globalement en bon accord avec les mesures expérimentales. Les déficits de vitesse dans le sillage semblent cependant légèrement sur-estimés pour $\alpha = 4^\circ$ et $\alpha = 6^\circ$. Pour $\alpha = 10^\circ$ le sillage mesuré expérimentalement est significativement plus important que dans les résultats de simulation.

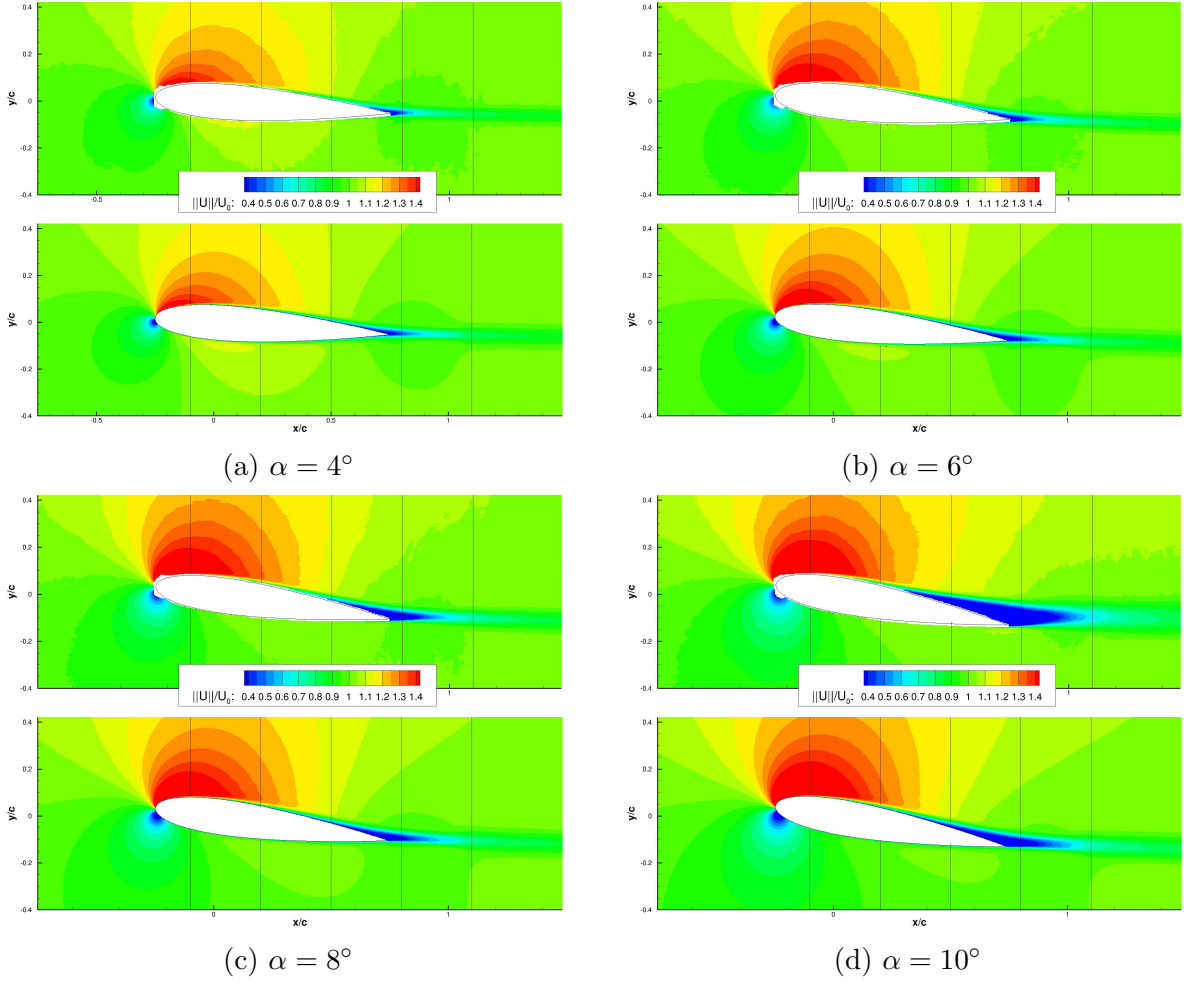


FIGURE IV.39 – Comparaison des champs de vitesses solutions des simulations (en bas) avec les mesures PIV (en haut).

Les profils des vitesses moyennes expérimentales et numériques extraits pour différentes valeurs de x/c sont donnés en figures IV.40 et IV.41. Pour les angles inférieurs à $\alpha = 10^\circ$, les simulations prédisent bien les profils de vitesses u_x et u_y . Les écarts les plus importants sont obtenus dans le sillage du profil pour $x/c = 1.05$ où les vitesses u_x prédites par les simulations sont supérieures aux expériences dans la partie inférieure du sillage. Ces différences sont dues à la présence expérimentale du bulbe de séparation laminaire sur l'intrado, près du bord de fuite, augmentant ainsi l'épaisseur du sillage (cf section précédente). Cela est confirmé par les valeurs plus importantes des contraintes de Reynolds $\overline{u'_x u'_x}$ mesurées par PIV par rapport à celles obtenues dans les simulations (figure IV.42). Pour $\alpha = 10^\circ$, les acquisitions PIV présentent des valeurs négatives de u_x en $x/c = 0.45$ qui ne sont pas retrouvées. On a donc une séparation de l'écoulement qui n'est pas prédite par la simulation et explique le coefficient de portance surestimé par le modèle EASM par rapport aux expériences.

Les comparaisons des corrélations $\overline{u'_x u'_x}$, $\overline{u'_y u'_y}$ et $\overline{u'_x u'_y}$ sont données sur les figures IV.42 à IV.44. L'allure générale de corrélations prédites par les simulations pour $\alpha < 10$ correspondent relativement bien aux mesures de PIV. Le modèle numérique permet de retrouver les bons ordres de grandeur des valeurs maximales, en particulier pour $\alpha = 8^\circ$. Dans le sillage du profil, les contraintes normales obtenues dans les simulations sont

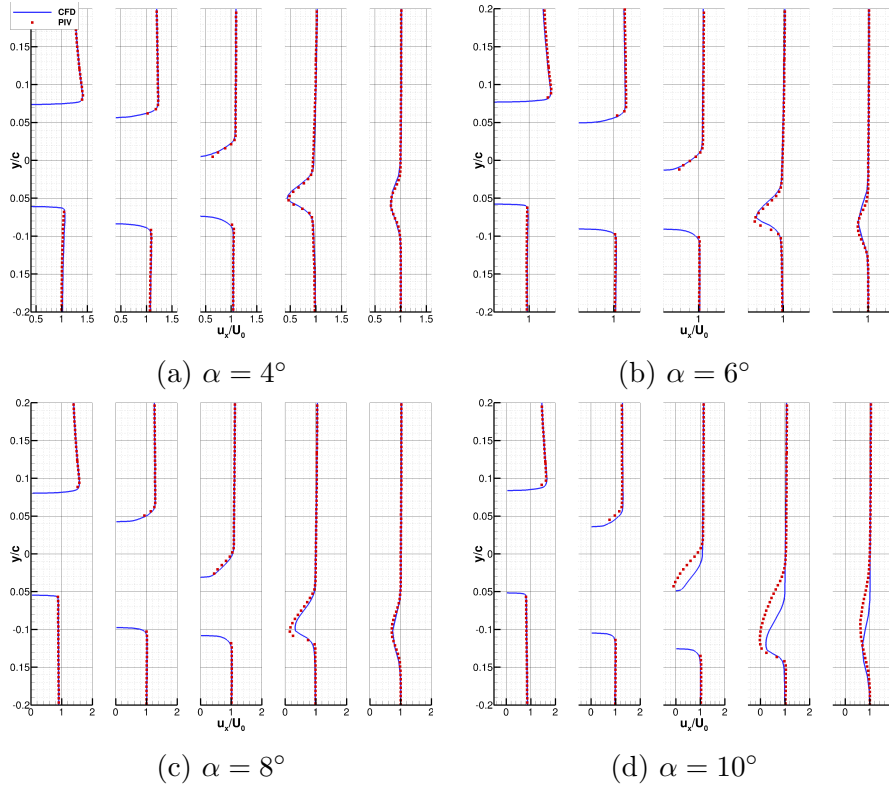


FIGURE IV.40 – Comparaison des profils de vitesse numériques \bar{u}_x avec les mesures de PIV. Les positions des lignes d'extraction sont : $x/c = 0.15$, $x/c = 0.45$, $x/c = 0.75$, $x/c = 1.05$, $x/c = 1.35$.

inférieures à celles mesurées dans les essais. Ces écarts peuvent être dus à l'hypothèse d'isotropie du modèle $k - \omega$, sur lequel est basé le modèle EASM. Les différences les plus importantes sont obtenues pour $\alpha = 10^\circ$. Pour cette incidence le calcul sous-estime significativement les valeurs des corrélations dans le sillage du profil. Cela s'explique par la séparation de la couche limite près du bord de fuite observée dans les essais, mais qui n'est pas capturée par le modèle numérique.

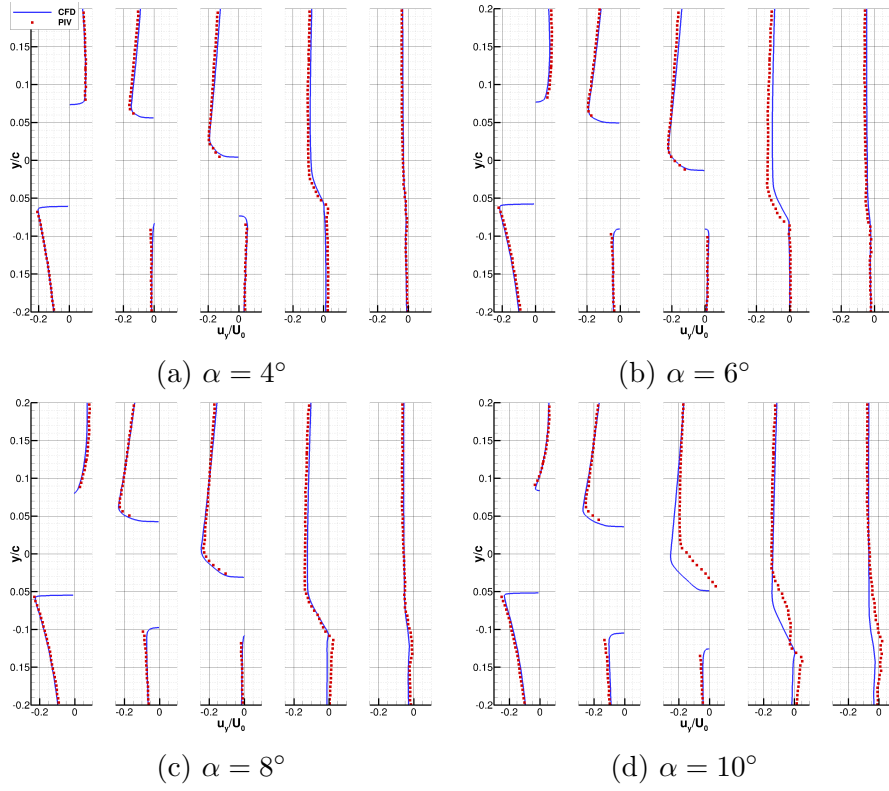


FIGURE IV.41 – Comparaison des profils de vitesse numériques \bar{u}_y avec les mesures de PIV. Les positions de lignes d'extraction sont données dans la légende de la figure IV.40.

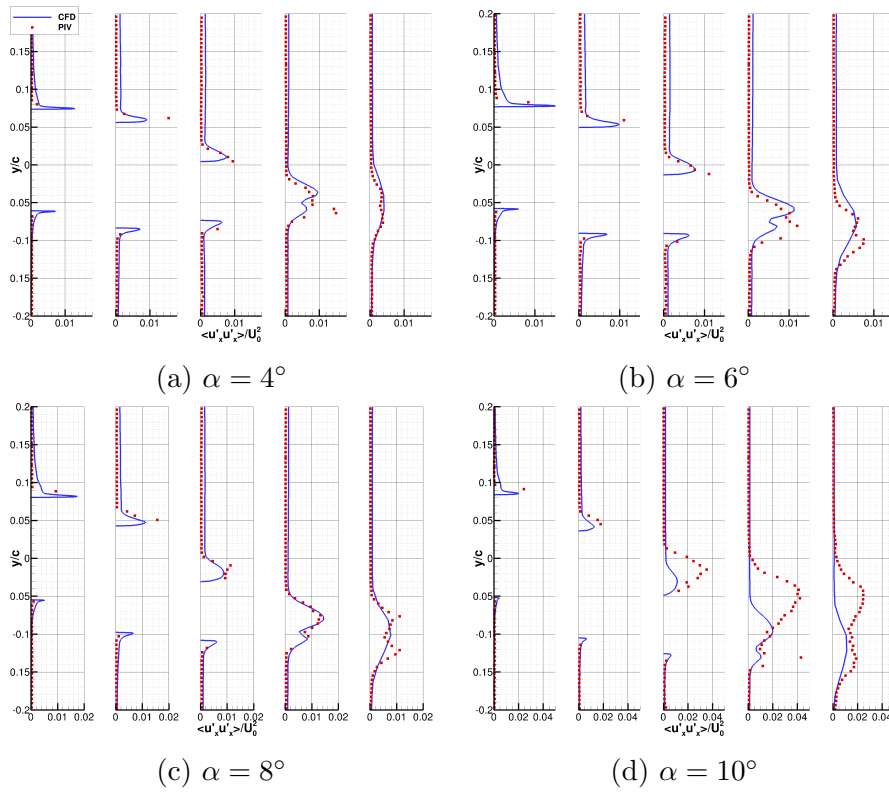


FIGURE IV.42 – Comparaison des corrélations numériques $\overline{u'_x u'_x}$ avec les mesures de PIV.

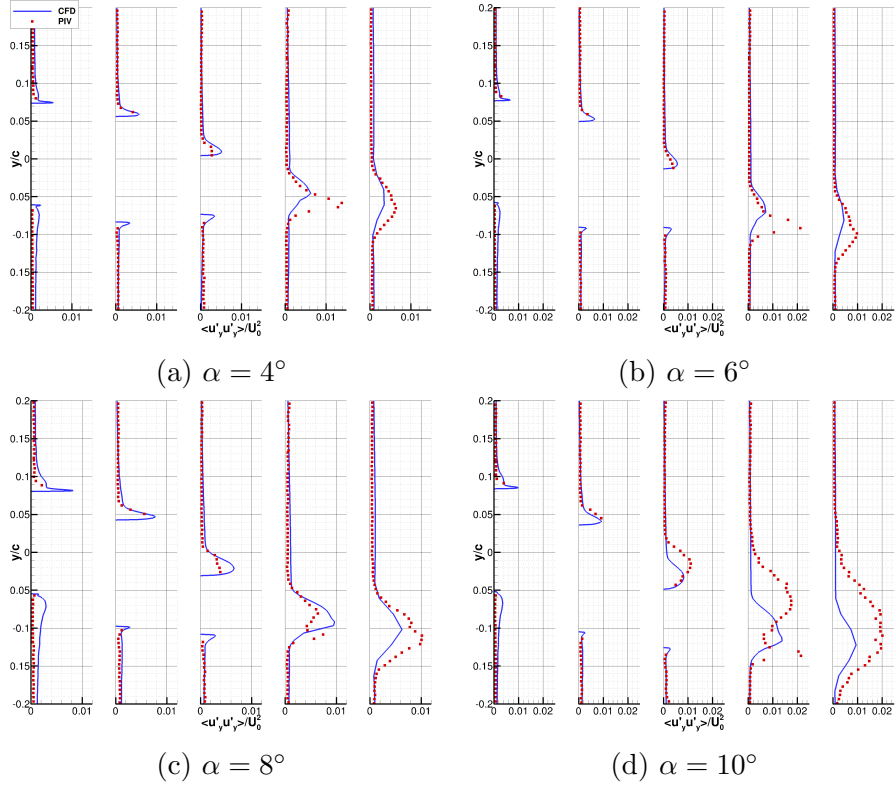


FIGURE IV.43 – Comparaison des corrélations numériques $\overline{u'_y u'_y}$ avec les mesures de PIV. Les positions de lignes d'extraction sont données dans la légende de la figure IV.40.

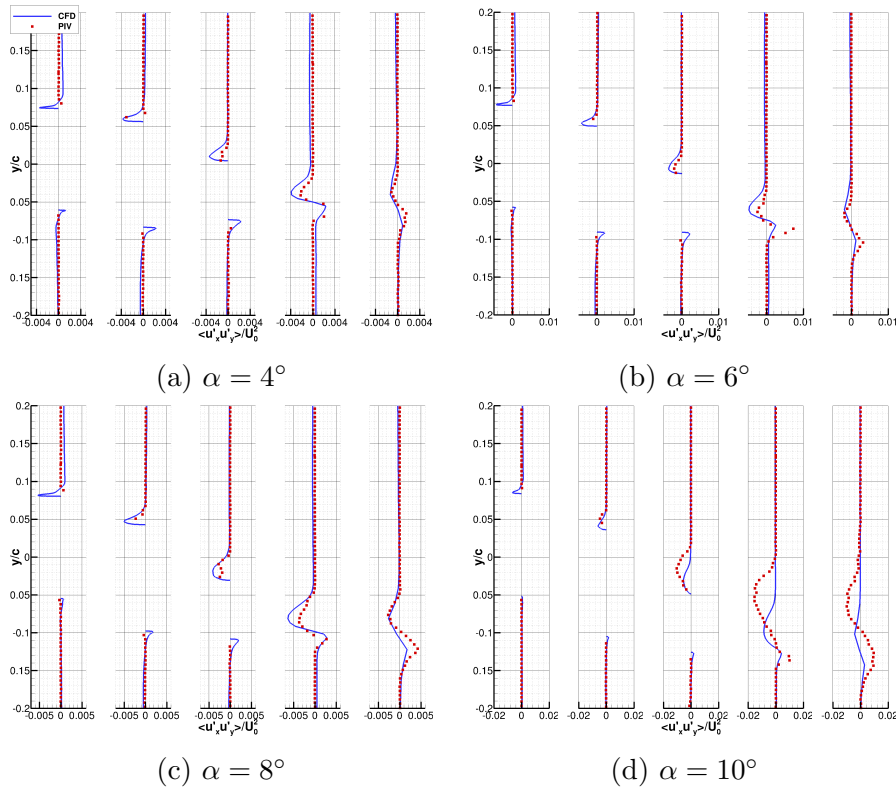


FIGURE IV.44 – Comparaison des corrélations numériques $\overline{u'_x u'_y}$ avec les mesures de PIV. Les positions de lignes d'extraction sont données dans la légende de la figure IV.40.

IV.2 Profil flexible

Cette partie est dédiée aux écoulements subcavitants autour du profil flexible. Les caractéristiques des maillages fluide et structure utilisés sont d’abord présentées. Les résultats des mesures de télémétrie et de vibrométrie sont ensuite comparés à la théorie des poutres [373] et des vibrations présentée par Blevins [374]. Enfin, les prédictions des simulations couplées fluide-structure sont comparées aux mesures, en terme de déformée statique, contraintes, fréquences de vibrations et facteurs de perte.

IV.2.1 Maillages fluide et structure

IV.2.1.a Maillage 3D du domaine fluide

Pour les simulations autour du profil flexible, la totalité de l’envergure du profil est prise en compte en dupliquant le maillage $M7_{3D}$ par symétrie par rapport au plan à mi-envergure. Le profil flexible est encastré dans le fond de veine et a une envergure de 0.191 m. Il existe donc un interstice de 1 mm entre l’extrémité libre et le hublot. Sauf cas particuliers, cet interstice n’est pas pris en compte dans les simulations. Des lois de parois sont utilisées sur les parois supérieures et inférieures de la veine. Comme dans les mesures expérimentales, l’axe de rotation du profil est situé à mi-corde et à une distance de 629.95 mm de l’entrée de veine. Le domaine de calcul est étendu dans le sens de l’écoulement, afin d’avoir une distance d’environ 6 cordes entre le profil et la fin du domaine. Les caractéristiques générales des maillages sont regroupées dans le tableau IV.6.

Nb. de cellules	≈ 34 M.
Nb. de cellules envergure	216
$\max(\Delta z_{\text{cell}}/s)$	$< 3\%$
$\max(y^+)$ sur le profil	< 0.9

TABLE IV.6 – Caractéristiques des maillages fluide utilisés pour les calculs sur le profil flexible.

Un maillage a été généré pour prendre en compte l’interstice entre le profil et le hublot, pour un angle $\alpha = 8^\circ$. Pour limiter le nombre de cellules, le maillage est basé sur les niveaux de raffinement du maillage grossier $M9_{2D}$. Des boîtes de raffinement sont ajoutées autour de l’interstice, comme pour les calculs sur le profil rigide. On obtient ainsi un maillage de taille raisonnable contenant 29 millions de cellules.

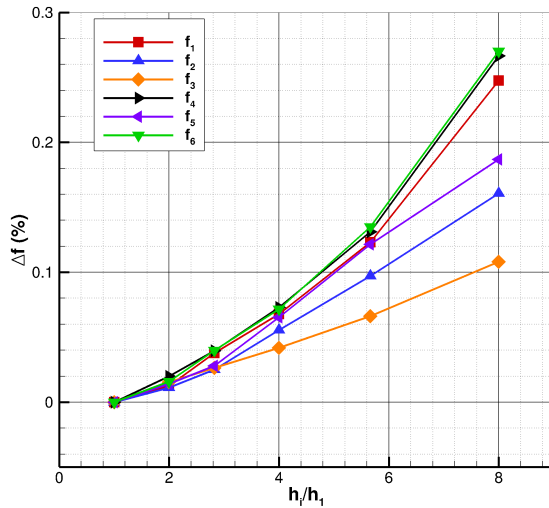
IV.2.1.b Etude de convergence en maillage dans Abaqus

Afin d’estimer l’influence du maillage structure pour l’analyse modale, six maillages ont été générés dans Abaqus. Comme présenté dans le tableau IV.7, la taille caractéristique des éléments dans le maillage G1 le plus fin (415 000 éléments) est huit fois inférieure à celle du maillage G6 le plus grossier (900 éléments). Des simulations ont alors été réalisées dans Abaqus sur l’ensemble des maillages afin d’extraire les modes propres du profil dans le vide. Pour coller aux conditions expérimentales, une condition d’encastrement est imposée sur une extrémité du profil tandis que l’autre est laissée libre. Pour chaque maillage, les différences sur les fréquences des 6 premiers modes, par rap-

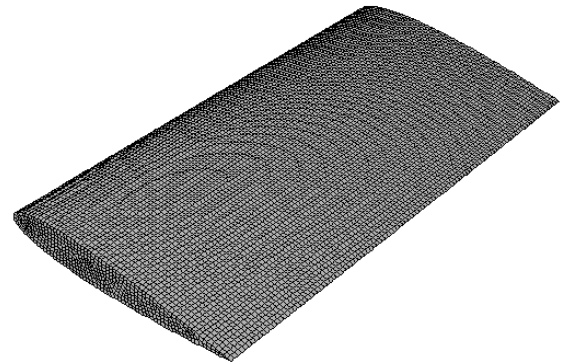
Maillage	Nb. éléments	h_i/h_1
G6	928	8.0
G5	2501	5.7
G4	6612	4.0
G3	18286	2.8
G2	45884	2.0
G1	415205	1.0

TABLE IV.7 – Maillages structure utilisés pour la convergence en maillage.

port à celles du maillage le plus fin sont présentées en figure IV.45a. Pour toutes les fréquences, les différences maximales obtenues sur les 6 maillages sont inférieures à 1%. On peut donc supposer que les erreurs de discrétisation spatiale sont relativement faibles. Dans le reste de ce document, la majorité des simulations avec couplage fluide-structure ont été réalisées à partir des fréquences et formes modales obtenues sur le maillage G₂ (présenté en figure IV.45b).



(a) Convergence des fréquences avec les maillages.



(b) Maillage structure utilisé pour les calculs couplés

FIGURE IV.45 – Etude de convergence en maillage pour les fréquences modales.

Afin de s'assurer que les modes obtenus sur ce maillage sont pertinents, les formes et fréquences modales prédites par Abaqus sont comparées aux mesures de vibrométrie réalisées par Lelong [7]. Les effets de masse, raideur et amortissement ajoutés en air étant négligeables, les résultats des simulations dans le vide peuvent être comparés aux mesures de vibrométrie en air (figure IV.46).

Les modes 1 et 2 sont les premiers modes de flexion et de torsion du profil. Les troisième et quatrième modes présentés sur la figure IV.46 sont respectivement les deuxième modes de flexion et torsion. Un mode de flexion horizontale est prédit par le code structure à une fréquence $f = 453$ Hz mais ne peut être observé expérimentalement, car seuls les déplacements verticaux sont mesurés par le vibromètre. Ce mode de flexion ne contribue que très peu aux déformations du profil et sera donc omis dans la suite. Le deuxième mode de flexion sera donc appelé "mode 3" dans le reste de ce document. Les formes modales sont globalement en bon accord. La fréquence du premier mode de flexion est

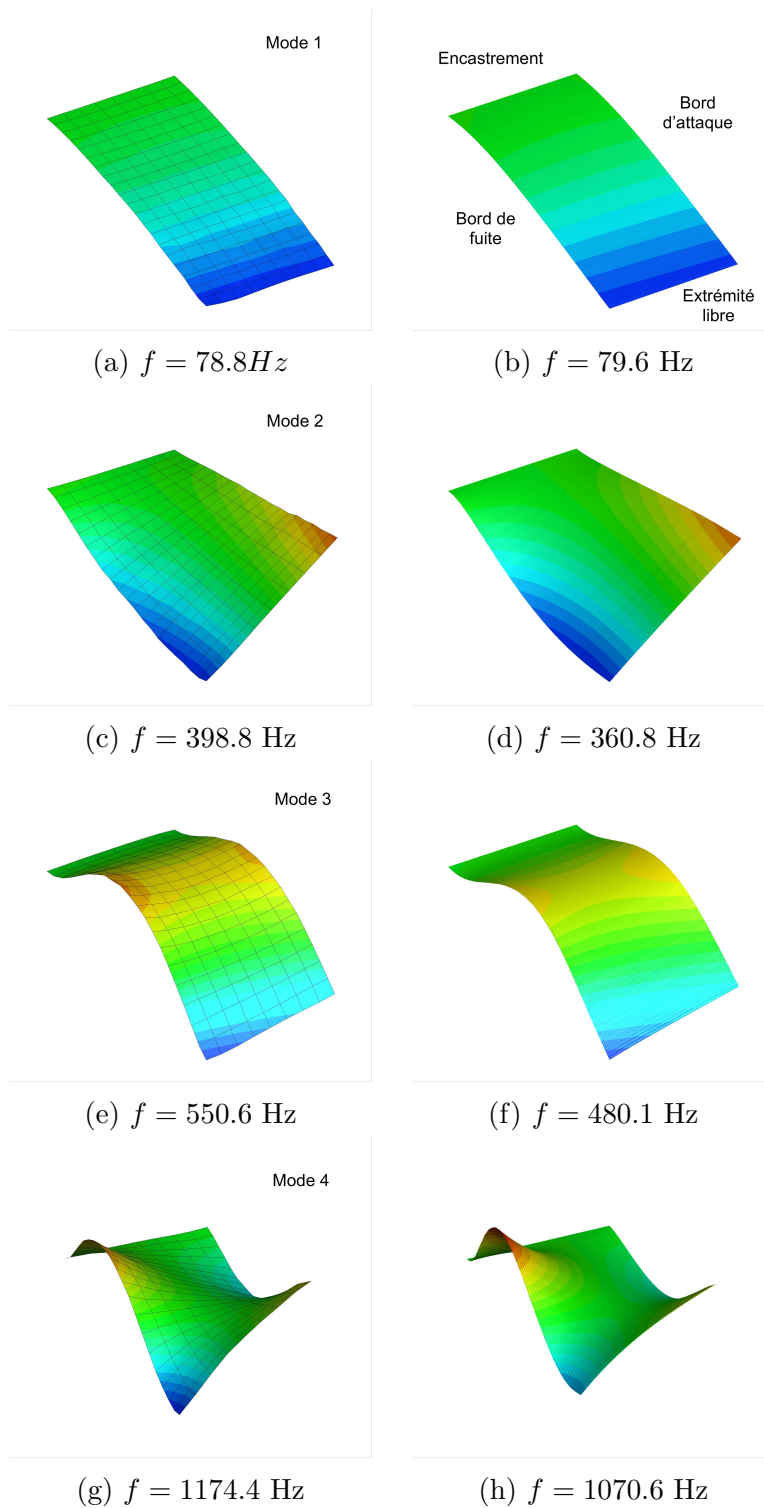


FIGURE IV.46 – Comparaison des formes et fréquences modales prédites par Abaqus dans le vide, avec les mesures de vibrométrie en air réalisées par Lelong [7].

bien retrouvée numériquement. Les fréquences supérieures sont cependant sous-estimées par les calculs, avec des écarts de l'ordre de -10%.

Les lignes nodales numériques et expérimentales des modes 2 à 4 sont présentées en figure IV.47. Pour les modes 2 et 3, les lignes nodales obtenues avec Abaqus se superposent bien avec les mesures de vibrométrie. De légères différences apparaissent pour le deuxième

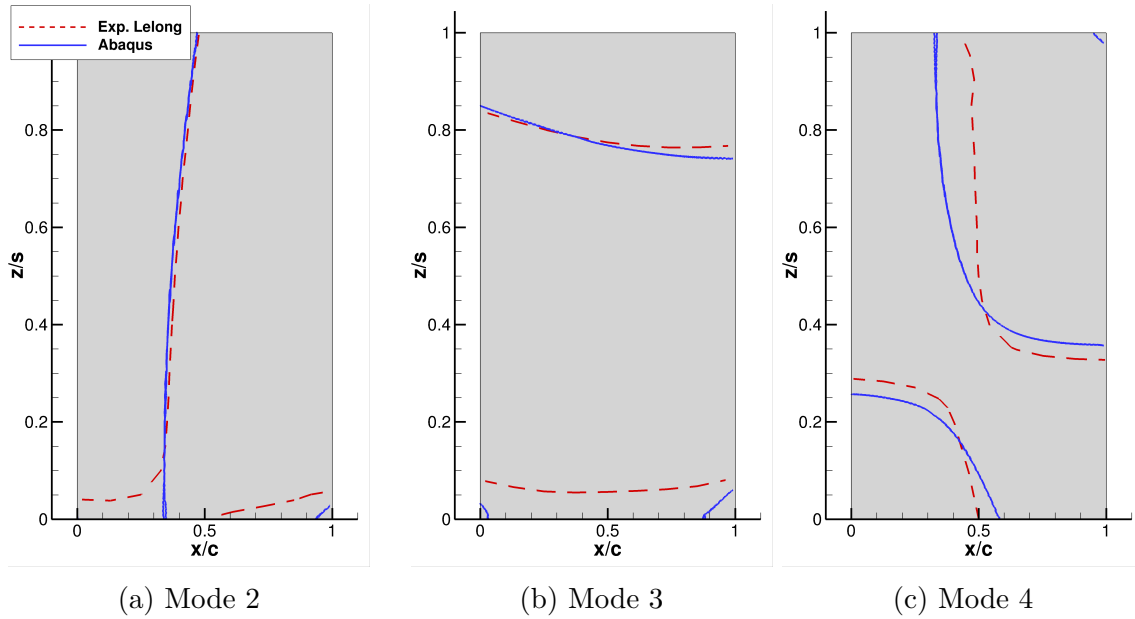


FIGURE IV.47 – Comparaison des lignes nodales numériques et expérimentales.

mode de flexion (figure IV.47c).

Ces fréquences modales peuvent être comparées aux fréquences théoriques de vibrations d'une poutre encastree-libre, proposée par Blevins [374]. Dans ce cas, le profil est modélisé par une poutre, dont les caractéristiques sont données dans le tableau IV.8. Les

Quantité	Valeur
Longueur L	0.191 m
Module d'Young E	2.86 GPa
Coefficient de cisaillement K	$5.32 \cdot 10^{-8}$
Module de cisaillement G	1.06 GPa
Masse linéique μ	1.45 kg/m
Moment quadratique I	$1.33 \cdot 10^{-8} \text{ m}^4$
moment quadratique polaire I_p	$5.81 \cdot 10^{-7} \text{ m}^4$

TABLE IV.8 – Caractéristiques de la poutre équivalente au profil pour le calcul théorique des fréquences modales.

fréquences des modes de flexion sont calculées à l'aide de la formule suivante :

$$f_i = \frac{\lambda_i}{2\pi} \sqrt{\frac{EI}{\mu}} \quad (\text{IV.7})$$

Les fréquences des modes de torsion sont données par :

$$f_i = \frac{2\lambda_i - 1}{4L} \sqrt{\frac{GK}{\rho I_p}} \quad (\text{IV.8})$$

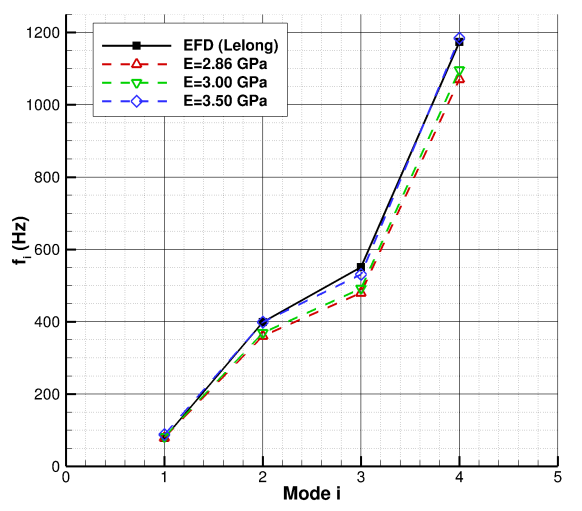
Dans ces deux formules, les coefficients λ_i dépendent du mode considéré et sont fournis par Blevins [374]. Les écarts observés entre la théorie et l'expérience sont proposés dans

le tableau IV.9. Bien que les fréquences modales soient globalement bien prédites par la théorie des poutres, les fréquences théoriques sont plus proches de celles prédites avec Abaqus que des mesures expérimentales pour les modes 2 à 4.

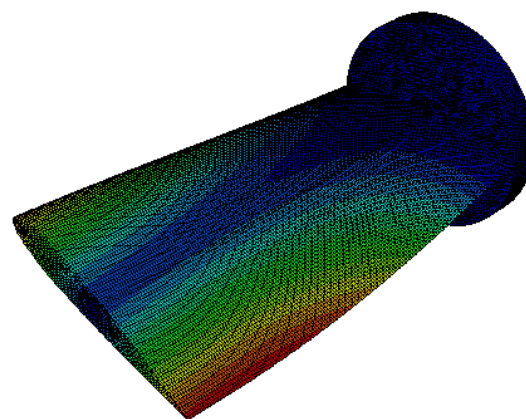
Mode	f EFD	Théorique	Abaqus
1	78.8 Hz	-0.3%	+1.0%
2	398.8 Hz	-8.0%	-9.5%
3	550.6 Hz	-10%	-13%
4	1174 Hz	-6.3%	-8.8%

TABLE IV.9 – Comparaison des fréquences modales théoriques et prédites par les simulations avec les mesures en air de Lelong [7].

Des simulations supplémentaires ont été lancées dans Abaqus pour estimer l'influence du module d'Young sur les fréquences modales. Les formules IV.7 et IV.8 montrent que les fréquences modales doivent augmenter avec le module d'Young. Les résultats sont présentés en figure IV.48a pour $E = 2.86$ GPa, $E = 3$ GPa et $E = 3.5$ GPa. La valeur de du module d'Young la plus élevée permet de trouver des fréquences modales proches des valeurs expérimentales pour les modes 2 à 4. Cependant, une valeur $E = 3.5$ GPa correspond à une augmentation de plus de 10% du module d'Young, peu probable en réalité. De plus, pour cette valeur de E , la fréquence du premier mode de flexion est surestimée d'environ 12%. Le premier mode de flexion étant susceptible de dominer les déformations du profil en écoulement, la valeur théorique $E = 2.86$ GPa a été conservée pour les calculs avec interaction fluide-structure. Les écarts entre les fréquences expérimentales et numériques s'expliquent peut être par un comportement visco-élastique du profil, susceptible de se manifester aux fréquences élevées.



(a) Influence du module d'Young sur les fréquences modales



(b) Premier mode de torsion pour le profil avec son support

FIGURE IV.48 – Influence du module d'Young et de la géométrie du profil sur les fréquences modales.

L'influence de la géométrie du profil et des conditions aux limites a aussi été étudiée. Des calculs ont été faits sur la géométrie complète du profil, c'est-à-dire en prenant en

compte le disque en POM encastré dans la paroi de la veine (figure IV.48b). Différentes conditions aux limites ont été appliquées pour prendre en compte l'encastrement du bloc complet dans la veine. Ces calculs donnent des résultats similaires à ceux obtenus par Gaugain dans sa thèse [6] et ne sont donc pas présentés dans ce document. Les différentes conditions aux limites étudiées ne permettent pas d'obtenir un meilleur accord avec les fréquences expérimentales. En effet, les fréquences les plus élevées sont obtenues sur la géométrie du profil seul avec une condition d'encastrement totale.

IV.2.2 Analyse des résultats expérimentaux

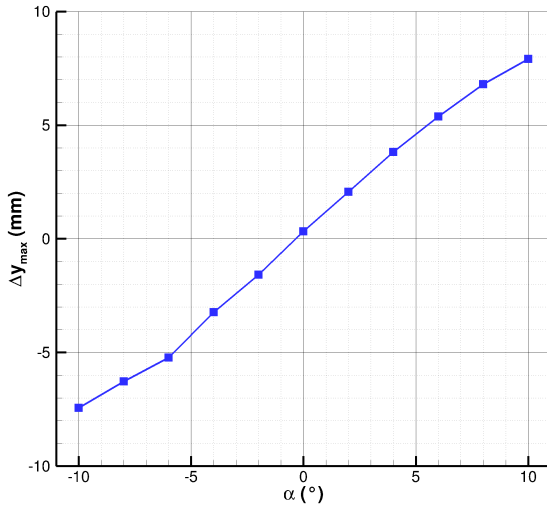
Les mesures de télémétrie et de vibrométrie réalisées sur le profil flexible sont présentées dans cette section. Ces résultats sont comparés à certaines valeurs théoriques et aux mesures réalisées par Lelong lorsqu'elles sont disponibles. Pour le profil rigide, les coefficients hydrodynamiques issus des simulations numériques étant plus proche du profil lisse, aucune bande adhésive n'a été ajoutée sur le profil flexible.

IV.2.2.a Mesures des déformées statiques

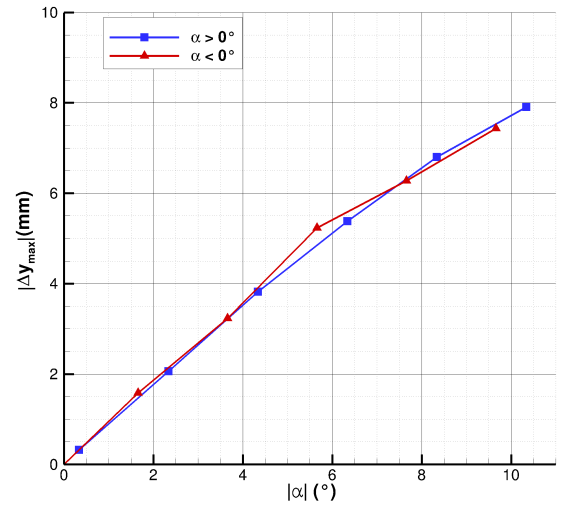
Les déplacements moyens verticaux du profil flexible ont été mesurés à l'aide du télémètre sur 11 sections dans le sens de l'envergure, comme présenté en section II.5.2. Les premières mesures ont été réalisées pour une vitesse $U_0 = 6$ m/s et des angles compris entre $\alpha = -10^\circ$ et $\alpha = +10^\circ$. Les déplacements moyennés sur la section à l'extrémité libre du profil sont présentés en figure IV.49a. Comme attendu, les déplacements sont globalement symétriques par rapport à l'origine. Le profil flexible étant positionné à une distance du capteur de pression aval deux fois supérieure à celle du profil rigide, l'influence des conditions d'entrée de veine peuvent être négligée et la correction présentée en section IV.1.2.a n'est donc pas appliquée. En revanche, la figure IV.49a fait apparaître un léger décalage angulaire, de l'ordre de $+0.3^\circ$. Les déplacements obtenus pour les angles négatifs et positifs recalés sont donnés en figure IV.49b. Les mesures sont bien symétriques, mis à part autour de $\alpha = 6^\circ$. Pour cet angle, on retrouve pour les angles négatifs le changement de pente causé par le bulbe de séparation laminaire au bord de fuite. Il est possible que les différences observées soient dues aux aspérités du film réfléchissant sur le profil. En effet, de petits plis sont visibles sur la surface du profil, susceptibles d'avoir une influence sur les bulbes de séparation.

Les déplacements moyens mesurés sur les 11 sections dans l'envergure du profil sont proposés en figure IV.50a pour $2^\circ \leq \alpha \leq 10^\circ$. Les mesures faites par Lelong durant sa thèse dans des conditions similaires sont aussi représentées par les courbes en tirets. Les déformées statiques augmentent avec l'angle d'incidence, en cohérence avec les efforts de portance croissants mesurés sur le profil rigide. Les résultats des deux campagnes de mesures, espacées de 4 ans, sont en excellent accord. La répétabilité des mesures semble donc plutôt bonne. Les déformées Δy mesurées expérimentalement peuvent être comparées aux courbes théoriques prédites par la théorie des poutres [373]. En considérant un chargement constant q sur l'envergure du profil, la déformée théorique d'une poutre encastrée-libre est donnée par la relation :

$$\Delta y = \frac{qz^2}{24EI}(6s^2 - 4sz + z^2) \quad (\text{IV.9})$$

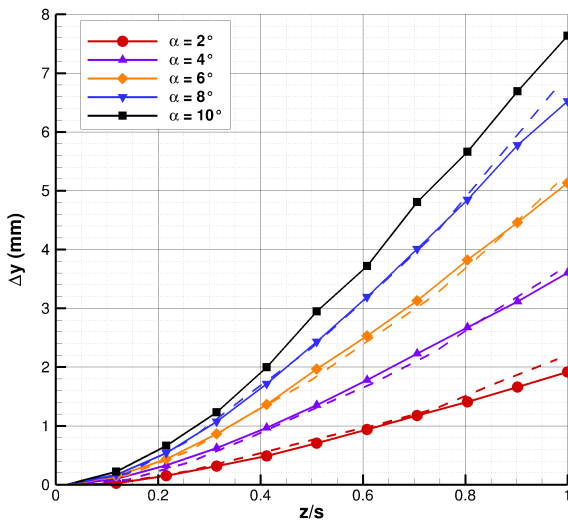


(a) Déplacements verticaux à l'extrémité libre

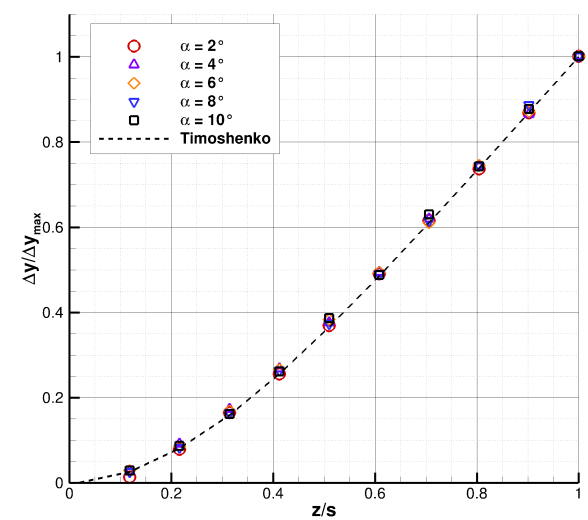


(b) Valeurs absolues des déplacements verticaux en fonction de la valeur absolues de l'incidence recalée

FIGURE IV.49 – Déplacements verticaux mesurés à l'aide du télémètre à l'extrémité libre du profil pour différents angles d'attaque ($U_0 = 6$ m/s).



(a) Comparaison des déplacements avec les mesures de Lelong (courbes en tirets)



(b)

FIGURE IV.50 – Déplacements verticaux mesurés le long de l'envergure et comparaison à la théorie des poutres.

En divisant par la valeur théorique à l'extrémité libre on obtient l'expression adimensionnalisée :

$$\frac{\Delta y}{\Delta y_{\max}} = \frac{z^{*2}}{3}(6 - 4z^* + z^{*2}) \quad \text{avec} \quad z^* = \frac{z}{s} \quad (\text{IV.10})$$

où s représente l'envergure du profil. Les courbes expérimentales divisées par les déplacements mesurés à l'extrémité libre sont comparées à la déformée théorique IV.10 sur la figure IV.50b. Pour tous les angles d'attaque, les courbes se superposent avec les

déformées théoriques. Le profil flexible se comporte donc bien comme une poutre encastrée. Les déplacements théoriques à l'extrémité libre peuvent être estimés à partir des mesures d'efforts réalisées sur le profil rigide et de la formule IV.9. L'effort normal au profil rigide est calculé à partir des coefficients hydrodynamiques (cf figure IV.51) mesurés avec et sans bande avec la formule :

$$F_N^{\text{rigide}} = \frac{1}{2} \rho_f U_0^2 c s (\cos(\alpha) C_L + \sin(\alpha) C_D)$$

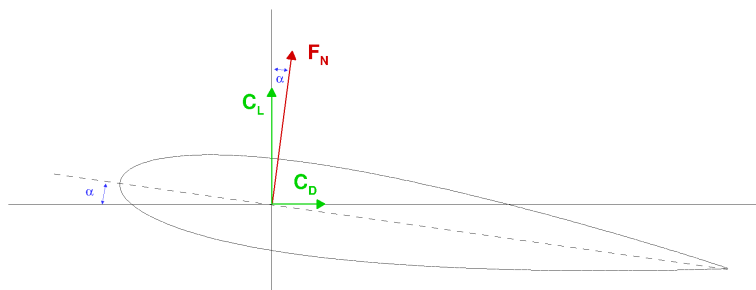


FIGURE IV.51 – Schéma de la force normale au profil.

Les déplacements à l'extrémité libre du profil flexible prédits par la théorie des poutres sont calculés à l'aide de la relation suivante :

$$\Delta y_{\text{max}} \approx \frac{F_N^{\text{rigide}} \cos(\alpha) s^3}{32EI}$$

Les déplacements mesurés par télémétrie sont en accord avec les déplacements théoriques calculés à l'aide des coefficients hydrodynamiques mesurés sur le profil rigide (figure IV.52). Puisque qu'aucun dispositif pour déclencher la transition turbulente n'a été ajouté sur le profil flexible, les valeurs expérimentales sont plus proches des estimations calculées à partir des efforts mesurés sur le profil rigide sans bandes adhésives.

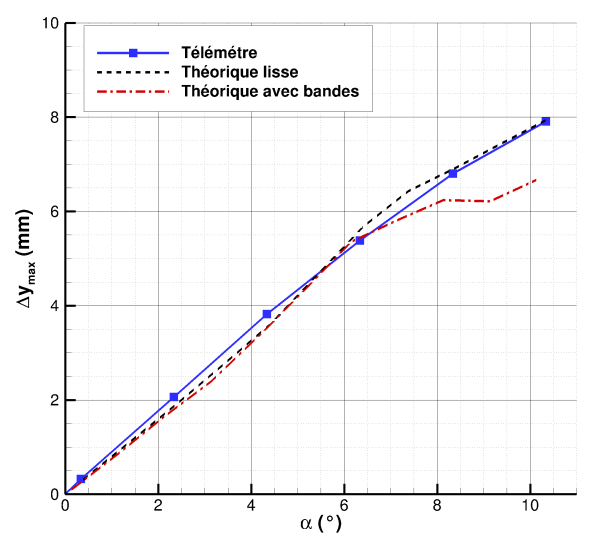


FIGURE IV.52 – Comparaison des déplacements expérimentaux à l'extrémité libre avec les estimations théoriques calculées à partir des efforts sur le profil rigide.

Des mesures de télémétrie ont aussi été faites à incidence fixe $\alpha = 8^\circ$, pour des vitesses U_0 comprises entre 3 m/s et 6 m/s. Les déplacements moyens sont en accord avec ceux mesurés par Lelong dans sa thèse (figure IV.53a). L'influence du nombre de Reynolds sur les déformations est estimée à l'aide de la variable adimensionnelle $\Delta y^* = \frac{\Delta y EI}{L^4 \rho U_0^2 c}$. Si les coefficients hydrodynamiques sont constants pour les différentes vitesses, les courbes doivent se superposer. Cela n'est pas le cas sur la figure IV.53b, où les déplacements Δy^* diminuent lorsque la vitesse augmente. Le coefficient de portance du profil pour $U_0 = 3$ m/s est donc supérieur à celui obtenu pour $U_0 = 6$ m/s. Ces différences sont dues aux phénomènes de transition, et vraisemblablement à des variations des tailles et positions des bulbes de séparation laminaire avec la vitesse (cf section IV.1.3.c). On peut cependant remarquer que les écarts entre les courbes tendent à diminuer avec une vitesse croissante.

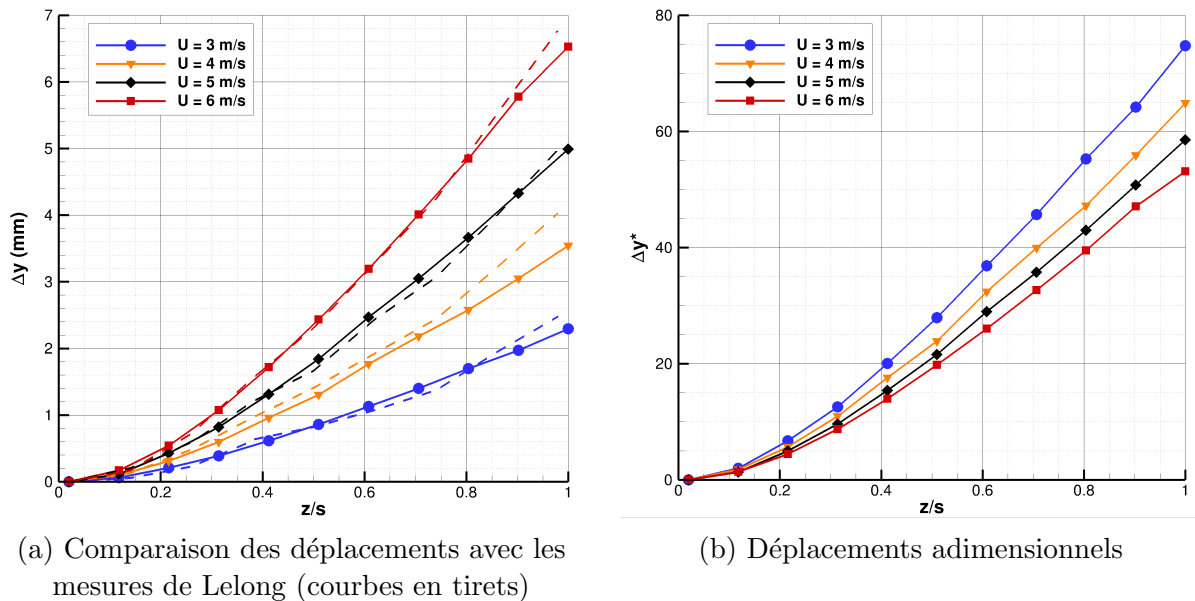


FIGURE IV.53 – Déplacements verticaux mesurés par télémétrie à différentes vitesses et comparaison des déplacements adimensionnels ($\Delta y^* = \frac{\Delta y EI}{L^4 \rho U_0^2 c}$) pour $\alpha = 8^\circ$.

IV.2.2.b Mesures de vibrométrie

Des mesures de vibrométrie ont aussi été réalisées sur le profil pour un angle d'incidence constant $\alpha = 8^\circ$ et des vitesses d'écoulement comprises entre $U_0 = 3$ m/s et $U_0 = 6$ m/s. Les transformées de Fourier moyennées sur l'ensemble des points de mesures sont données en figure IV.54. Les fréquences des pics obtenus pour chaque mode en écoulement sont largement inférieures aux fréquences mesurées en air par Lelong. Ces diminutions sont dues aux effets de masse ajoutée en eau, bien supérieure à celle des mesures en air.

Notons que pour une vitesse $U_0 = 6$ m/s, l'amplitude des vibrations du quatrième mode augmente amplement. La fréquence de ce mode correspond donc à une fréquence caractéristique de l'écoulement. Ducoin et al. [280] a montré que ce type de résonance peut être causé par des lâchers de tourbillons au niveau de bulbes de séparation laminaire. Ce phénomène n'apparaît que pour la vitesse la plus élevée et disparaît en présence de cavitation, et ne sera pas étudié en détails dans cette thèse.

Fréquences et masses ajoutées en eau sans écoulement :

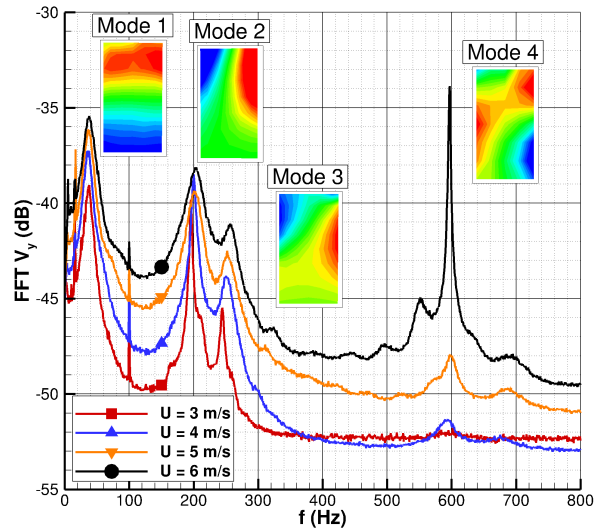


FIGURE IV.54 – Spectres de vibrations moyennés sur l'ensemble des points de mesures pour différentes vitesses d'écoulement.

Afin d'estimer l'importance de la masse ajoutée, considérons d'abord le cas d'un profil immergé dans l'eau sans écoulement. Lorsque les vibrations d'un mode dominant le mouvement, le système peut être vu comme un corps à un degré de liberté, et la force appliquée au profil immergé peut s'écrire (Naudasher et Rockwell [375])

$$F(t) = -m_{i,a}\ddot{q}_i(t) - c_{i,a}\dot{q}_i(t) - k_{i,a}q_i(t) \quad (\text{IV.11})$$

où q_i l'amplitude du mode considéré, et $m_{i,a}$, $c_{i,a}$ et $k_{i,a}$ sont la masse, l'amortissement et la raideur ajoutés. L'amplitude modale q_i satisfait donc l'équation :

$$(m_i + m_{i,a})\ddot{q}_i(t) + (c_i + c_{i,a})\dot{q}_i(t) + (k_i + k_{i,a})q_i(t) = 0 \quad (\text{IV.12})$$

Cette équation peut alors s'écrire en faisant apparaître la pulsation propre du mode en eau $\omega_{i,0}^{\text{eau}}$:

$$\ddot{q}_i(t) + 2\zeta_i^{\text{eau}}\omega_{i,0}^{\text{eau}}\dot{q}_i(t) + (\omega_{i,0}^{\text{eau}})^2q_i(t) = 0 \quad (\text{IV.13})$$

avec :

$$\omega_{i,0}^{\text{eau}} = 2\pi f_{i,0}^{\text{eau}} = \sqrt{\frac{k_i + k_{i,a}}{m_i + m_{i,a}}} = 2\pi f_{i,0}^{\text{vide}} \sqrt{\frac{1 + \tilde{k}_{i,a}}{1 + \tilde{m}_{i,a}}} \quad (\text{IV.14})$$

où $\tilde{m}_{i,a} = m_{i,a}/m_i$ et $\tilde{k}_{i,a} = k_{i,a}/k_i$ sont les coefficients de masse et raideur ajoutées. Pour le profil immergé dans l'eau au repos, la raideur ajoutée peut être négligée devant la raideur du profil, $\tilde{k}_{i,a} \ll 1$. En considérant de plus que $f_{i,0}^{\text{vide}} \approx f_{i,0}^{\text{air}}$, l'expression précédente devient :

$$f_{i,0}^{\text{eau}} \approx f_{i,0}^{\text{air}} \sqrt{\frac{1}{1 + \tilde{m}_{i,a}}} \quad (\text{IV.15})$$

Les masses ajoutées en eau peuvent être estimées à l'aide de formules théoriques (Blevins [374]) pour des plaques minces encastées-libres. Pour les modes de flexion, la masse ajoutée est calculée à l'aide de la formule :

$$m_{i,a} = \frac{\pi}{4} \rho_{\text{eau}} s c^2 \quad (\text{IV.16})$$

Pour les modes de torsion, la masse ajoutée s'écrit :

$$m_{i,a} = \frac{3\pi}{32} \rho_{\text{eau}} s c^2 \quad (\text{IV.17})$$

Pour les modes de flexion, la formule IV.16 peut être corrigée à l'aide d'un facteur empirique proposé par Lindholm et al. [376] pour prendre en compte l'influence des rapports de forme du profil s/c et h/c . En prenant l'épaisseur moyenne du profil pour la valeur de h , ce coefficient vaut 0.71 pour le premier mode de flexion et 0.6 pour le deuxième. En revanche, l'auteur ne donne pas de coefficient pour les modes de torsion. Connaissant les masses modales du profil, il est alors possible d'estimer les fréquences des modes en eau à l'aide de la relation IV.15. Ces valeurs théoriques sont comparées aux mesures de Lelong en eau sans écoulement dans le tableau IV.10. Les fréquences des modes de flexion 1 et 3

Mode	$m_{i,a}$ (Eq. IV.16 et IV.17)	$f_{i,0}^{\text{eau}}$ (Eq. IV.15)	$f_{i,0}^{\text{eau}}$ Exp. (Lelong)
1	1.06 kg	36 Hz	34.4 Hz
2	0.56 kg	229 Hz	197.5 Hz
3	0.90 kg	267 Hz	260.0 Hz
4	0.56 kg	675 Hz	575 Hz

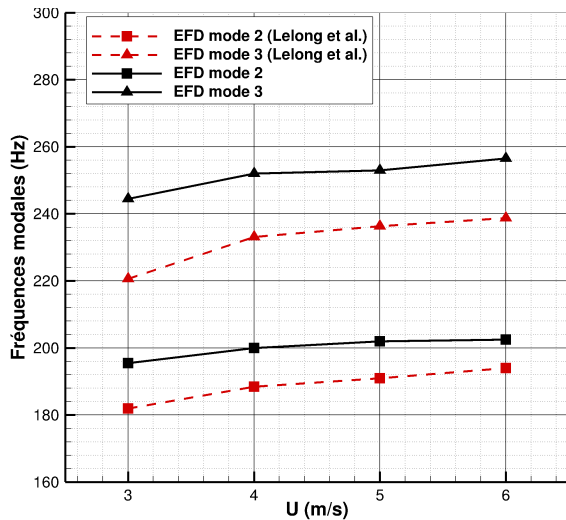
TABLE IV.10 – Masse ajoutées théoriques des 4 premiers modes et comparaison des fréquences modales théoriques et expérimentales en eau.

sont bien prédites par les formules théoriques. Les fréquences des modes de torsion 2 et 4 sont par contre surestimées d'environ 15%. La masse ajoutée calculée avec la formule IV.17 est donc inférieure à la masse ajoutée expérimentale.

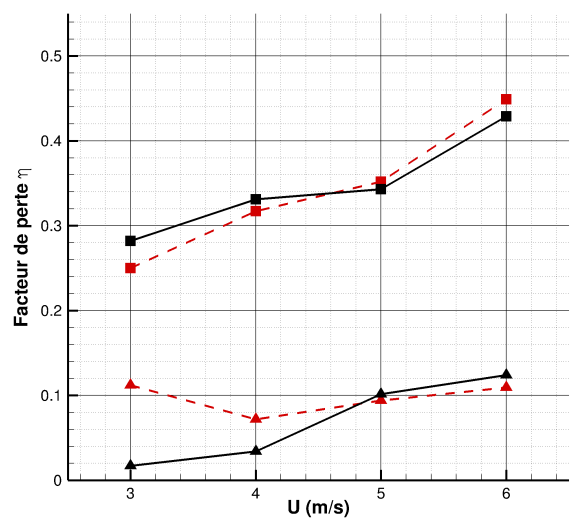
Fréquences et modes en écoulement :

La fréquence du premier mode en écoulement reste constante autour de $f_1 = 38$ Hz pour les vitesses considérées. Cette fréquence est supérieure à celle mesurée par Lelong sans écoulement ($f_{1,0} = 34.4$ Hz). Les fréquences des modes 2 et 3 sont légèrement supérieures à celles mesurées par Lelong dans sa thèse pour les mêmes vitesses d'écoulement (figure IV.55a). Pour les deux campagnes d'essais, les fréquences f_2 et f_3 semblent augmenter avec la vitesse. Ces différences impliquent une diminution des masses ajoutées ou une augmentation des raideurs ajoutées lorsque la vitesse augmente. Les mesures de vibrométrie permettent aussi d'estimer les facteurs de perte $\eta_i = 2\zeta_i$ pour chaque mode, en suivant la méthode présentée en section II.6.2. Les facteurs de perte pour les modes 1 et 2 sont cohérents avec les valeurs mesurées par Lelong, mis à part pour le mode de torsion aux faibles vitesses (figure IV.55b). L'amortissement hydrodynamique augmente avec la vitesse, comme le prédit la théorie d'aéroélasticité de Théodorsen (Blake et Maga [39]). Les facteurs de perte du mode 3 n'ont pu être déterminés expérimentalement. En effet, l'enveloppe de la courbe d'autocorrélation calculée à partir des mesures de vibrométrie n'est pas une exponentielle décroissante. Cette particularité s'explique par la proximité fréquentielle du deuxième mode, comme expliqué dans le paragraphe suivant.

Les mesures de vibrométrie effectuées sur l'ensemble du profil permettent d'évaluer l'influence de l'écoulement sur les formes modales. Pour cela, le critère d'assurance modale (MAC) a été calculé pour les trois premiers modes à partir des mesures à $U_0=3$ m/s et $U_0=6$ m/s. Les valeurs du MAC sont présentées dans le tableau IV.11. Dans le cas idéal



(a) Fréquences des modes 2 et 3



(b) Facteurs de perte des modes 1 et 2

FIGURE IV.55 – Comparaison des fréquences et facteurs de perte modaux à différentes vitesses avec les mesures antérieures de Lelong.

de mesures non-bruitées et permettant de bien décrire les formes modales, une valeur $MAC=1$ signifie que les deux vecteurs de mesures représentent la même forme modale. Une valeur $MAC=0$ signifie que les vecteurs de mesures sont indépendants et donc que les deux modes considérés sont orthogonaux. Les valeurs élevées présentes sur la diagonale du tableau IV.11 suggèrent que les formes modales ne varient pas beaucoup avec la vitesse d'écoulement. Les faibles valeurs hors diagonale montrent bien que le premier mode de flexion est orthogonal aux modes 2 et 3. En revanche, les valeurs du MAC de l'ordre de 0.3 entre les modes 2 et 3 sont vraisemblablement dues à la proximité fréquentielle des deux modes. La mesure de vibrométrie à la fréquence du mode 3 est donc plutôt une combinaison linéaire des modes 2 et 3 du profil. Les positions des lignes nodales des

	3 m/s	6 m/s	mode 1	mode 2	mode 3
mode 1	0.970	0.028	0.085		
mode 2	0.060	0.964	0.340		
mode 3	0.085	0.348	0.946		

TABLE IV.11 – Valeurs du MAC pour les trois premiers modes entre les mesures réalisées à $U_0 = 3$ m/s et à $U_0 = 6$ m/s.

modes 2 et 3 peuvent être estimées à l'aide des mesures du vibromètre. Les lignes nodales, obtenues par interpolation linéaire entre les points de mesure, sont proposées en figure IV.56. Les allures générales des lignes nodales ne semblent pas varier significativement avec la vitesse.

IV.2.3 Résultats numériques et comparaison avec les expériences

Les simulations ont été réalisées en utilisant les quatre premiers modes calculés par Abaqus (y compris le mode de flexion horizontal). Sauf cas particuliers, le modèle de

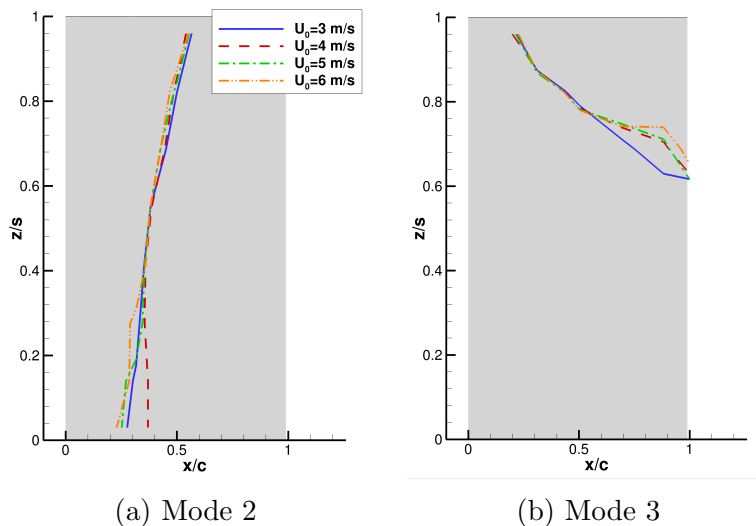


FIGURE IV.56 – Lignes nodales expérimentales des modes 2 et 3 pour différentes vitesses d'écoulement U_0 ($\alpha = 8^\circ$).

turbulence EASM est utilisé et les maillages fluide sont ceux présentés en section IV.2.1.a. Dans la première partie de cette section, l'approche quasi-statique, décrite en section III.4.4.d, a été utilisée pour obtenir les déformées statiques. Les fréquences et facteurs de perte modaux sont ensuite estimés à l'aide de simulations instationnaires.

IV.2.3.a Comparaison avec le profil rigide

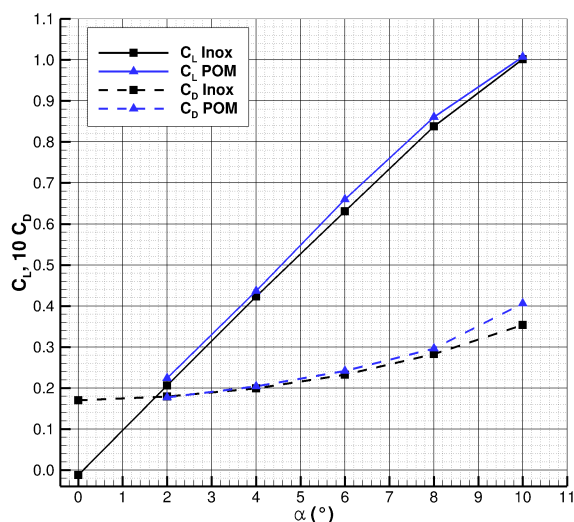
Dans un premier temps des simulations ont été réalisées pour différents angles d'attaque et une vitesse $U_0 = 5$ m/s afin de pouvoir comparer les résultats numériques sur le profil flexible à ceux obtenus dans les mêmes conditions sur le profil rigide. Les coefficients de portance et traînée pour les deux profils sur les géométries sans interstices sont donnés en figure IV.57a.

Les coefficients hydrodynamiques du profil flexible, bien que très proches de ceux du profil rigide sont légèrement supérieurs, en particulier pour les angles les plus importants. Les efforts appliqués par l'écoulement sur le profil flexible génèrent un moment, et donc une torsion. L'angle de torsion θ en différentes sections de l'envergure peut être calculé à partir des résultats numériques et est représenté en figure IV.57b. Ces courbes montrent que l'angle de torsion reste relativement faible. Il est positif et augmente avec l'angle d'attaque, ce qui est cohérent avec les valeurs de moments présentées en section IV.1.3.c. L'incidence effective du profil flexible est supérieure à celle du profil rigide, et les coefficients hydrodynamiques le sont donc également.

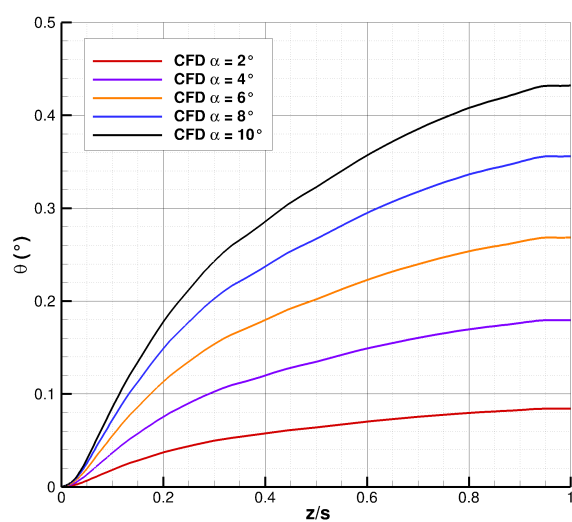
IV.2.3.b Déformées statiques et contraintes

Les déplacements verticaux prédits par les simulations à mi-corde sont comparés en figure IV.58a aux mesures expérimentales pour une vitesse $U_0 = 6$ m/s et différentes incidences. Les déformées numériques sont en très bon accord avec les déformées expérimentales. Dans les deux cas, la déformation du profil est dominée par le mode de flexion (figure IV.59).

Les déplacements des simulations pour un angle $\alpha = 8^\circ$ et différentes vitesses d'écoulement sont donnés en figure IV.58b. Les simulations sous-estiment significati-

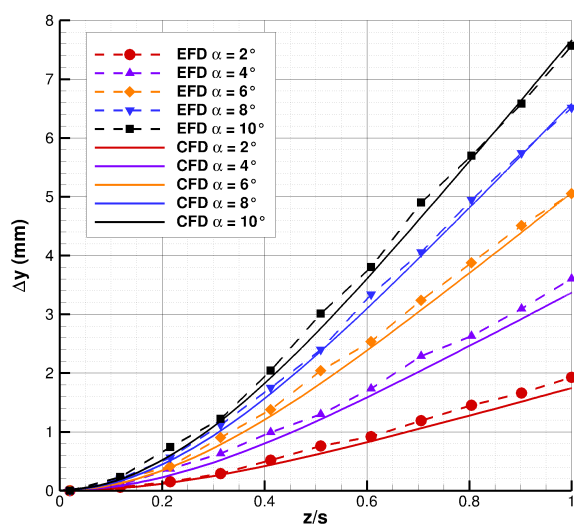


(a) Coefficients hydrodynamiques

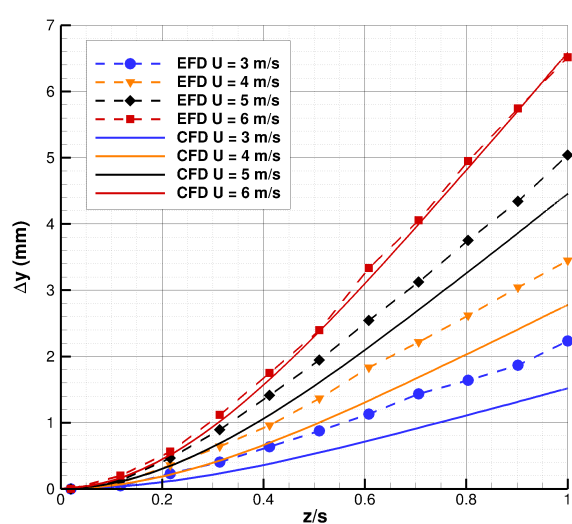


(b) Angle de torsion du profil flexible

FIGURE IV.57 – Comparaison des coefficients hydrodynamiques prédits par les simulations sur les profils rigide et flexible (gauche). Distribution de l'angle de torsion du profil flexible selon l'envergure.



(a) $U_0 = 6$ m/s



(b) $\alpha = 8^\circ$

FIGURE IV.58 – Comparaison des déplacements verticaux à mi-corde à incidence croissante ($U_0 = 6$ m/s) et vitesse croissante ($\alpha = 8^\circ$).

vement les déformations du profil pour les vitesses inférieures à $U_0 = 6$ m/s. Comme discuté en section IV.2.2.a, ces écarts peuvent s'expliquer par la présence de bulbes de séparation laminaire, augmentant les efforts de portance s'appliquant sur le profil pour les faibles vitesses. Les mesures du télémètre sont confirmées par les images de caméra prises à l'extrémité libre. Sur la figure IV.60, la position initiale du profil est représentée par le contour rouge. Le contour orange représente la position de l'extrémité libre prédite par les simulations. Pour une vitesse $U_0 = 3$ m/s, l'écart entre les déformées numérique et expérimentale est bien visible. Au contraire, pour $U_0 = 6$ m/s, le contour orange se superpose avec l'image de l'extrémité libre.

Dans sa thèse, Lelong calcule les contraintes près de l'encastrement à partir des

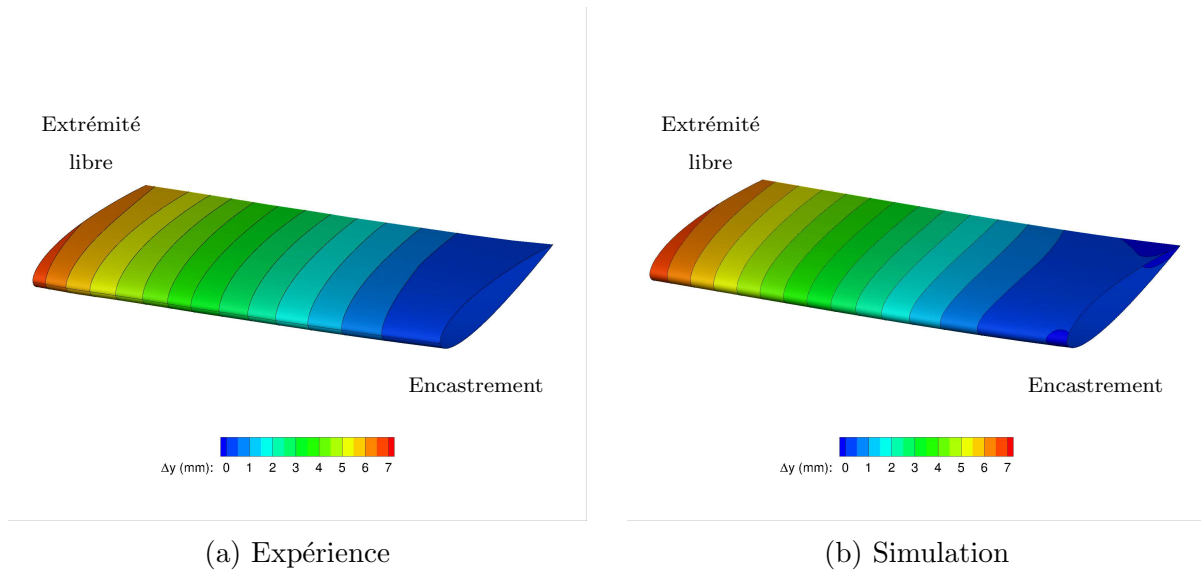


FIGURE IV.59 – Comparaison des déplacements verticaux sur l’ensemble du profil mesurés par le télémètre et issus de la simulation pour $U_0 = 6 \text{ m/s}$ et $\alpha = 8^\circ$.

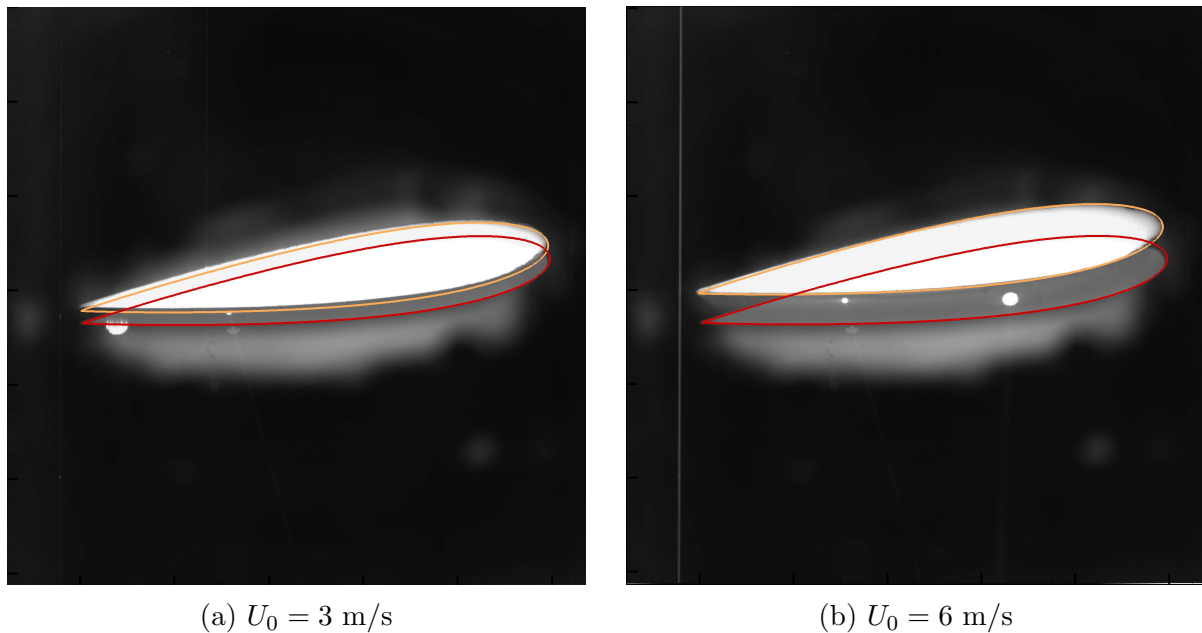
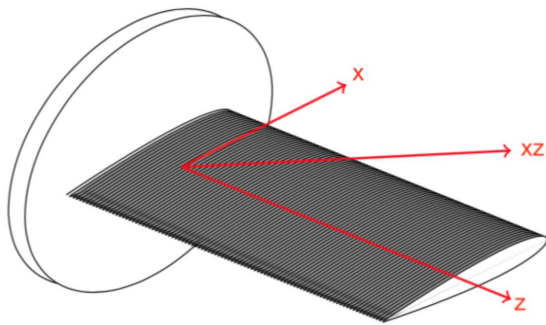
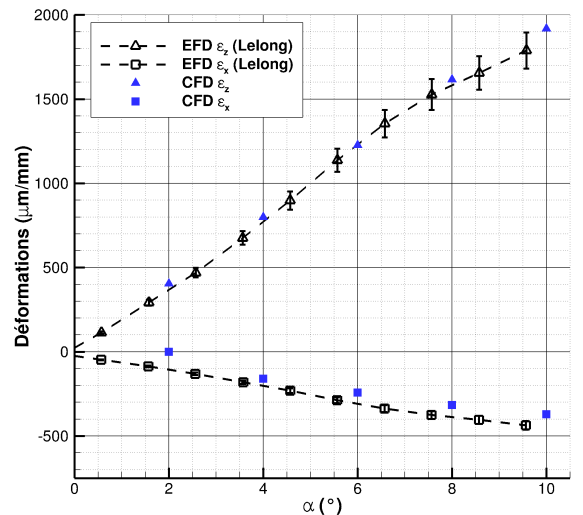


FIGURE IV.60 – Comparaison des déformées numériques à l’extrémité libre avec les images de caméra pour $\alpha = 8^\circ$. Le contour rouge représente le profil au repos et le contour orange le résultat de la simulation en écoulement.

déformations mesurées à l’aide d’une jauge de contraintes. La mesure des déformations suivant les axes présentés sur la figure IV.61a permettent de calculer les contraintes de Von Mises. Du point de vue numérique, en imposant les déformées prédites par le code ISIS-CFD dans Abaqus et en réalisant un calcul éléments finis, il est possible de calculer les déformations et contraintes dans le profil. Les déformations ϵ_x et ϵ_z mesurées par Lelong sont comparées aux déformations données par Abaqus pour une vitesse $U_0 = 5 \text{ m/s}$. Notons que les angles d’incidence des données expérimentales de Lelong ont été recalés pour obtenir des courbes symétriques par rapport à $\alpha = 0^\circ$.



(a) Position de la jauge de contraintes
(adapté de Lelong [7])



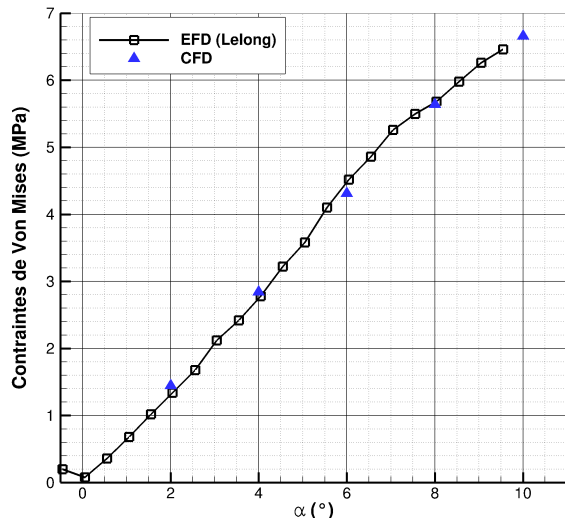
(b) Déformations pour $U_0 = 5 \text{ m/s}$

FIGURE IV.61 – Comparaison des déformations numériques et expérimentales près de l’encastrement.

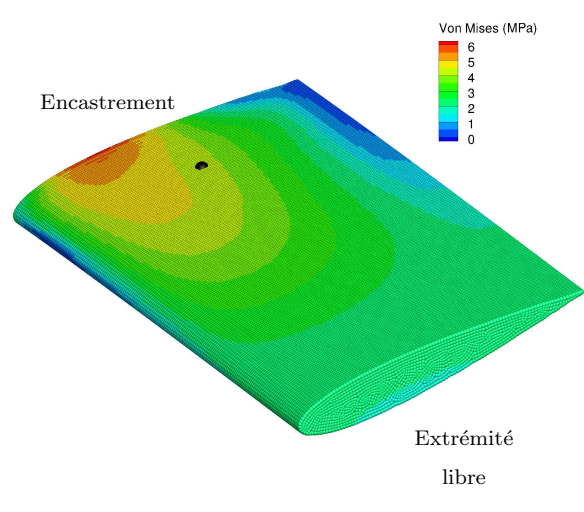
Les déformations ϵ_z sont principalement causées par la flexion du profil et sont donc bien plus importantes que les déformations ϵ_x . Bien que les déplacements verticaux soient légèrement sous-estimés par les simulations les valeurs des contraintes ϵ_z sont en bon accord avec les données expérimentales de Lelong (figure IV.61b). L’amplitude des déformations ϵ_x dans les simulations sont en revanche inférieures à celles mesurées par la jauge de contraintes. En effet, les calculs ont été réalisés sur la géométrie sans interstice et la trainée numérique est sûrement sous-estimée par rapport aux expériences (cf section IV.1.3.b). Cela peut donc expliquer les différences observées sur les déformations ϵ_x , dont l’amplitude est en partie due à l’effort de traînée.

Les contraintes de Von Mises obtenues numériquement (figure IV.62b pour $\alpha = 8^\circ$) sont concentrées près de l’encastrement. Les valeurs de contraintes calculées par Abaqus au niveau de la jauge sont en bon accord avec les mesures de Lelong (figure IV.62a).

Les simulations 2D présentées dans la section IV.1.3.c ont montré que la prise en compte de la transition laminaire-turbulent permet d’obtenir des coefficients de portance plus élevés. Des simulations ont donc été lancées sur le profil flexible en utilisant le modèle de transition disponible dans ISIS-CFD pour les angles et vitesses les plus faibles. Dans ces conditions, le modèle $k - \omega$ SST sous-estime les déplacements verticaux. Le modèle LCTM permet effectivement d’obtenir des déplacements plus importants (figure IV.63a pour $\alpha = 8^\circ$ et $U_0 = 4 \text{ m/s}$). La flexion du profil reste cependant moins importante que dans les expériences. Comme illustré en figure IV.63b, la transition apparaît sur l’extrados du profil, près du bord d’attaque, en aval du bulbe de séparation laminaire. En revanche, contrairement aux simulations 2D, le modèle ne prédit pas de bulbe sur l’intrados, et la transition s’effectue dans le sillage du profil. Le bulbe de séparation sur l’intrados est peut être présent près du bord de fuite dans les expériences, augmentant ainsi la cambrure effective vue par l’écoulement. Comme pour le profil rigide, plusieurs valeurs des quantités turbulentes ont été testées en entrée de veine pour essayer de faire apparaître ce bulbe, sans succès.

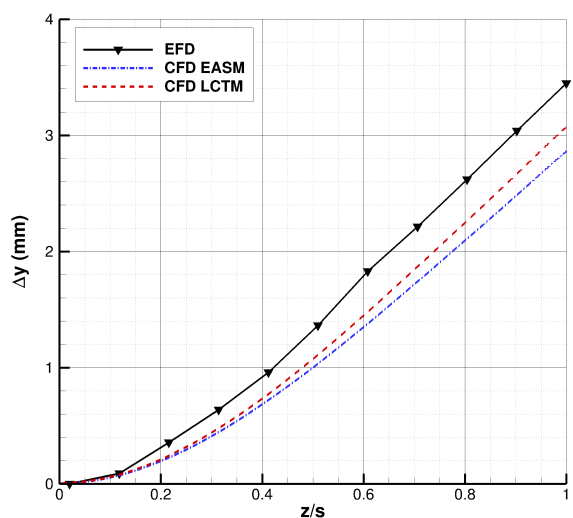


(a) Contraintes de Von Mises au niveau de la jauge

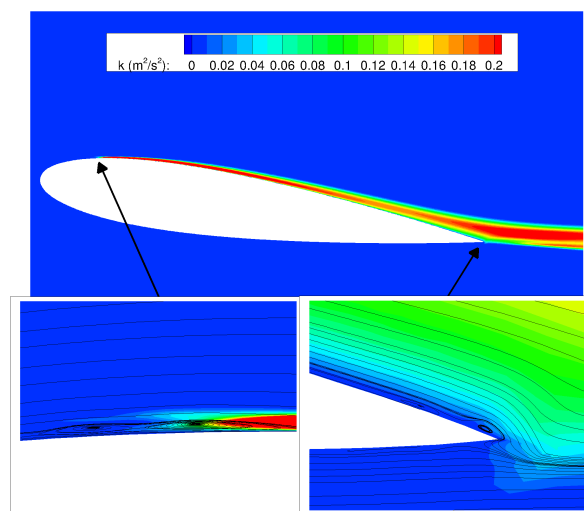


(b) Contraintes numériques pour $\alpha = 8^\circ$

FIGURE IV.62 – Comparaison des contraintes de Von Mises numériques et expérimentales pour $U_0 = 5$ m/s. La sphère noire sur la figure de droite représente la position de la jauge de contrainte.



(a) Déplacements verticaux à mi-corde



(b) Energie cinétique turbulente et lignes de courant autour du profil

FIGURE IV.63 – Comparaison des déplacements obtenus avec le modèle de transition aux mesures de télémétrie et distribution d'énergie cinétique turbulente autour du profil à mi-corde issue de la simulation ($U_0 = 4$ m/s et $\alpha = 8^\circ$).

IV.2.3.c Modes, fréquences et amortissements

Dans les simulations, les déformations du profil sont calculées à partir des modes du profil dans le vide. Les déformations numériques étant calculées par combinaison linéaire des modes dans le vide, il faut donc s'assurer que les modes de vibrations en eau ne diffèrent pas trop des modes dans le vide prédits par Abaqus. Les formes modales mesurées en écoulement pour $U_0 = 6$ m/s et $\alpha = 8^\circ$ sont comparées aux modes calculés par Abaqus en figure IV.64. Les premiers modes de flexion et de torsion mesurés par vibrométrie

sont similaires aux prédictions numériques. Des différences sont plus notables pour le deuxième mode de flexion. Il est possible d'évaluer les similitudes des modes numériques et expérimentaux à l'aide du critère d'assurance modale entre expériences et simulations, définit par :

$$\text{MAC}_{i,j} = \frac{|\psi_{i,\text{CFD}}^H \cdot \psi_{j,\text{EFD}}|^2}{(\psi_{i,\text{CFD}}^H \cdot \psi_{i,\text{CFD}})(\psi_{i,\text{EFD}}^H \cdot \psi_{i,\text{EFD}})} \quad (\text{IV.18})$$

Les valeurs du critère MAC, données dans le tableau IV.12, montrent que le mode de flexion mesuré expérimentalement est bien décrit par le mode de flexion numérique ($\text{MAC}_{1,1}=0.781$). Les valeurs $\text{MAC}_{2,2}$ et $\text{MAC}_{3,3}$ sont en revanche plus petites. La valeur $\text{MAC}_{2,3}=0.211$ semble confirmer les conclusions de la section IV.2.2.b, le mode 3 mesuré par vibrométrie est affecté par le mode 2 apparaissant à une fréquence voisine.

	EFD	mode 1	mode 2	mode 3
CFD				
mode 1		0.781	0.034	0.008
mode 2		0.013	0.623	0.211
mode 3		0.007	0.003	0.529

TABLE IV.12 – Valeurs du critère d'assurance modale (MAC) pour les modes numériques et expérimentaux en écoulement ($U_0 = 5$ m/s).

La comparaison des lignes nodales numériques et expérimentales pour les modes 2 et 3 est proposée en figure IV.65. Dans les mesures, la ligne nodale du mode de torsion est plus proche du bord de fuite vers l'extrémité libre du profil que celle du mode obtenu avec Abaqus. Ce comportement est aussi observé par De La Torre et al. [377], qui montre que la ligne nodale du mode de torsion est plus proche du bord de fuite pour un NACA 0009 en écoulement que pour le profil à l'air libre. En écoulement, la ligne nodale du deuxième mode de flexion se rapproche de l'encastrement près du bord de fuite, en accord avec les observations de De La Torre et al. [377]. Il est cependant difficile de dire si cela est effectivement dû à l'écoulement ou si cela s'explique par la proximité fréquentielle du premier mode de torsion. Pour ces deux modes, les lignes nodales expérimentales sont proches de celles mesurées par Lelong (courbes en tirets sur la figure IV.65).

Les coefficients de masse ajoutée modaux peuvent être calculés dans le code ISIS-CFD à l'aide de la méthode présentée en section III.4.4.c. Les valeurs des coefficients calculés par le code sont constantes pour les différentes vitesses d'écoulement et incidences du profil. Du point de vue expérimental, ces coefficients peuvent être estimés à partir des mesures de vibrométrie en eau sans écoulement réalisées par Lelong, avec la formule :

$$\tilde{m}_{i,a} = \left(\frac{f_{i,0}^{\text{air}}}{f_{i,0}^{\text{eau}}} \right)^2 - 1 \quad (\text{IV.19})$$

Les coefficients $\tilde{m}_{i,a}$ calculés par le code pour les trois premiers modes sont comparés aux estimations expérimentales dans le tableau IV.13. Pour tous les modes, les coefficients de masse ajoutée calculées par le code sont supérieurs aux estimations expérimentales. Les masses ajoutées calculées par le code ne sont utilisées que pour la stabilisation par relaxation du couplage et n'influence donc pas les résultats numériques. Cependant, la surestimation des masses ajoutées calculées par le code suggère des écoulements sensiblement différents entre les résultats numériques et les expériences.

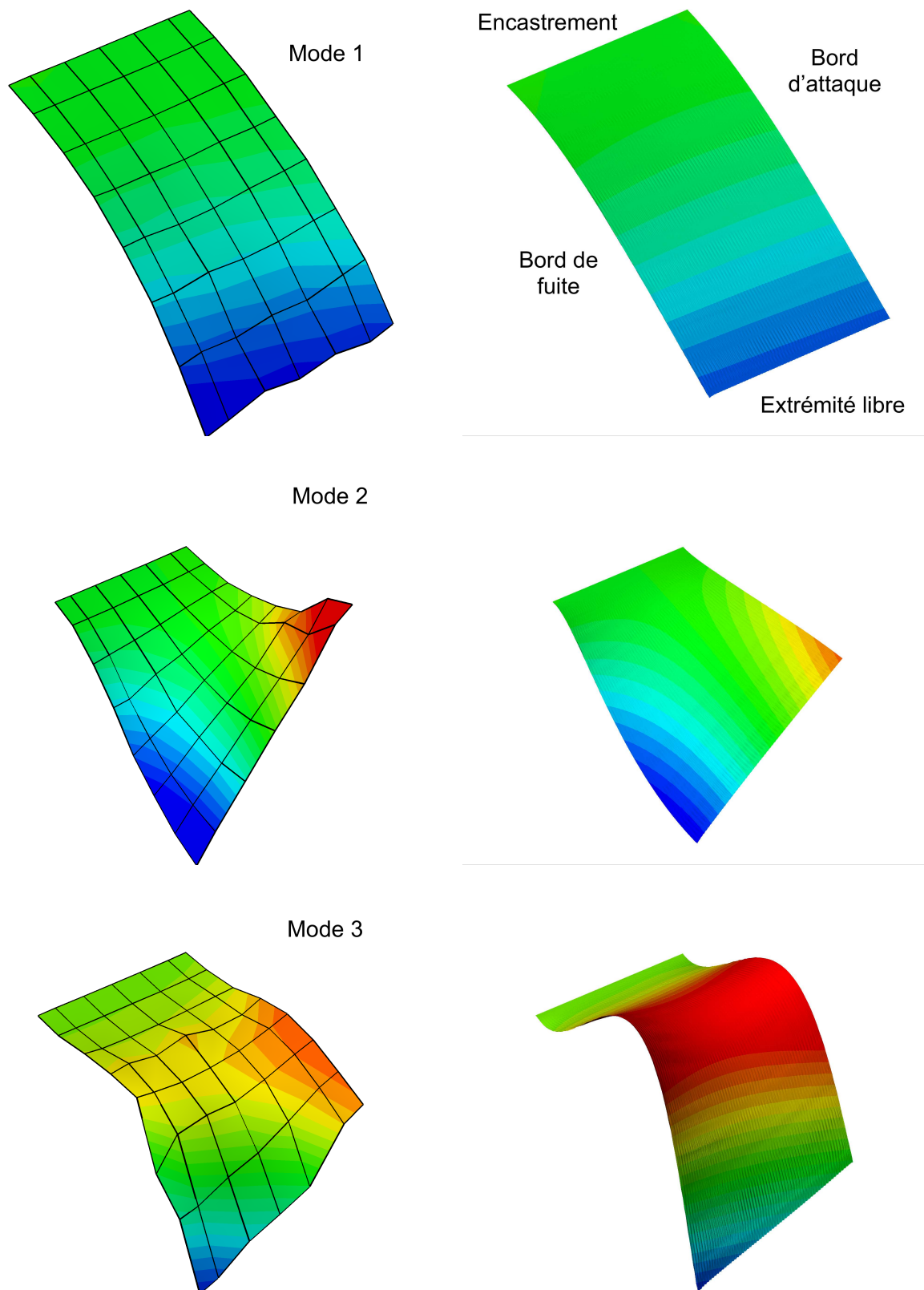


FIGURE IV.64 – Comparaison des modes mesurés par vibrométrie en écoulement à une vitesse $U_0=6$ m/s (à gauche) et des modes prédits par Abaqus dans le vide (à droite).

Afin de pouvoir estimer les fréquences modales en écoulement prédites par l'approche numérique, des simulations instationnaires ont été réalisées. Les vibrations du profil sont

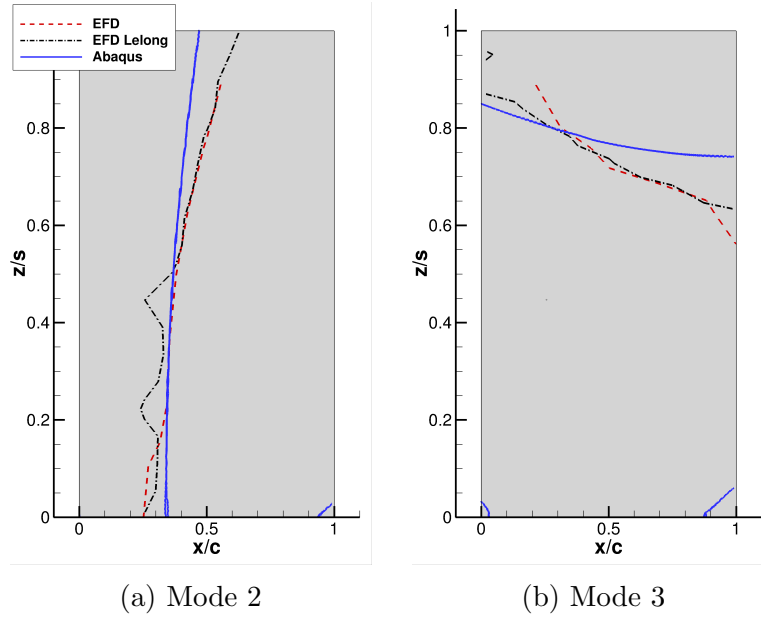


FIGURE IV.65 – Comparaison des lignes nodales expérimentales en écoulement ($U_0=6$ m/s, $\alpha = 8^\circ$) et des lignes modales dans le vide calculées par Abaqus. Les mesures de Lelong sont représentées par les lignes en tirets.

Mode	$\tilde{m}_{i,a}$ Exp. (Lelong, Eq. IV.19)	$\tilde{m}_{i,a}$ ISIS-CFD
1	4.25	5.12 (+21%)
2	3.08	3.67 (+19%)
3	3.48	3.61 (+4.0%)

TABLE IV.13 – Valeurs des coefficients de masse ajoutée modales estimées expérimentalement et calculées par le code ISIS-CFD.

générées en perturbant les amplitudes modales obtenues pour la position d'équilibre statique d'environ 15%. Seule l'amplitude du mode dont on souhaite déterminer la fréquence est modifiée. Le profil oscille alors pendant quelques périodes avant de retrouver sa position d'équilibre. La réponse temporelle du profil est alors pseudo-harmonique, dont l'enveloppe est une exponentielle décroissante. La méthode du décrétement logarithmique permet alors de déterminer la fréquence modale, ainsi que l'amortissement du système en écoulement. Les simulations instationnaires ont été réalisées afin d'obtenir les fréquences des trois premiers modes pour une incidence $\alpha = 8^\circ$ et deux vitesses, $U_0 = 3$ m/s et $U_0 = 6$ m/s. Pour chaque simulation, le pas de temps Δt est choisi tel que $\Delta t < 5 \times 10^{-3} T_i$, où T_i est la période du mode considéré (estimée à l'aide des mesures expérimentales). A chaque pas de temps, les résidus non-linéaires sont réduits de trois ordres.

Les oscillations normalisées des amplitudes q_1 et q_2 (premiers mode de flexion et torsion) autour des positions d'équilibres statiques sont données en figure IV.67. Les enveloppes exponentielles décroissantes sont également tracées. Tandis que l'amortissement augmente visiblement avec la vitesse d'écoulement, les fréquences modales ne semblent pas varier significativement. Les simulations numériques donnent une fréquence propre du premier mode de flexion $f_{1,0} = 32.2$ Hz pour une vitesse $U_0 = 3$ m/s et $f_{1,0} = 33.2$ Hz pour l'écoulement à $U_0 = 6$ m/s. Ces deux valeurs sont en dessous de la fréquence expérimentale à 38 Hz, constante pour toutes les vitesses d'écoulement. Ces fréquences inférieures aux

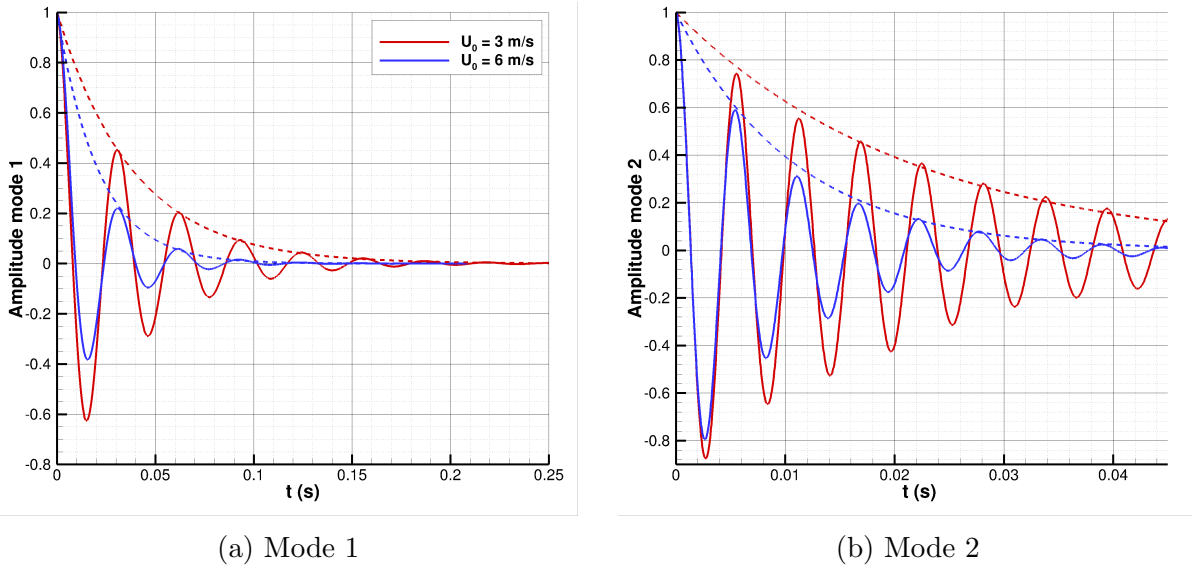


FIGURE IV.66 – Réponse temporelle du profil en écoulement à une perturbation des modes 1 (à gauche) et 2 (à droite). L’enveloppe de exponentielle de la réponse pseudo-périodique est tracée en pointillés.

fréquences expérimentales sont cohérentes avec les masses ajoutées numériques plus importantes que les estimations expérimentales. Les fréquences des modes 2 et 3 prédites par les simulations sont données en figure V.106. Ces fréquences sont similaires à celles mesurées expérimentalement. Elles augmentent légèrement avec la vitesse d’écoulement, bien que ces variations soient moins importantes que dans les mesures. La figure IV.67b montre l’évolution des facteurs de perte des modes 1 et 2 avec la vitesse d’écoulement. Les valeurs obtenues numériquement sont proches des valeurs expérimentales. Dans les deux cas, l’amortissement augmente avec la vitesse. Notons que dans les simulations numériques, l’amortissement structural est négligé (η_1 et η_2 estimés autour de 0.03 par Lelong). Le modèle numérique surestime donc légèrement l’amortissement hydrodynamique dû à l’écoulement. Rappelons que le facteur de perte du troisième mode n’a pas pu être déterminé expérimentalement. Pour ce mode, les simulations donnent des valeurs du facteur de perte égales à $\eta_3 = 0.065$ pour une vitesse $U_0 = 3$ m/s et $\eta_3 = 0.090$ pour une vitesse $U_0 = 6$ m/s.

Les fréquences des modes en eau dépendent des masses ajoutées, mais aussi des raideurs ajoutées (équation IV.14). A partir des coefficients de masse ajoutées calculés par le code numérique et des fréquences modales obtenues dans les simulations instationnaires, il est donc possible d’estimer les valeurs des coefficients de raideur ajoutée $\tilde{k}_{i,a}$. Ces coefficients, calculés pour les trois premiers modes, sont regroupés dans le tableau IV.14 pour les vitesses d’écoulement $U_0 = 3$ m/s et $U_0 = 6$ m/s. Pour tous les modes, les coefficients de raideur ajoutée sont largement inférieurs aux coefficients de masse ajoutée. Les fréquences modales en eau sont donc majoritairement influencées par les masses ajoutées. Les coefficients $\tilde{k}_{i,a}$ les plus importants sont obtenus pour le premier mode de torsion. Pour les trois modes, les raideurs ajoutées augmentent avec la vitesse d’écoulement.

IV.2.3.d Influence de l’interstice

Des simulations ont également été lancées sur la géométrie avec un interstice de 1 mm entre l’extrémité libre du profil et le hublot du tunnel. L’angle d’incidence considéré

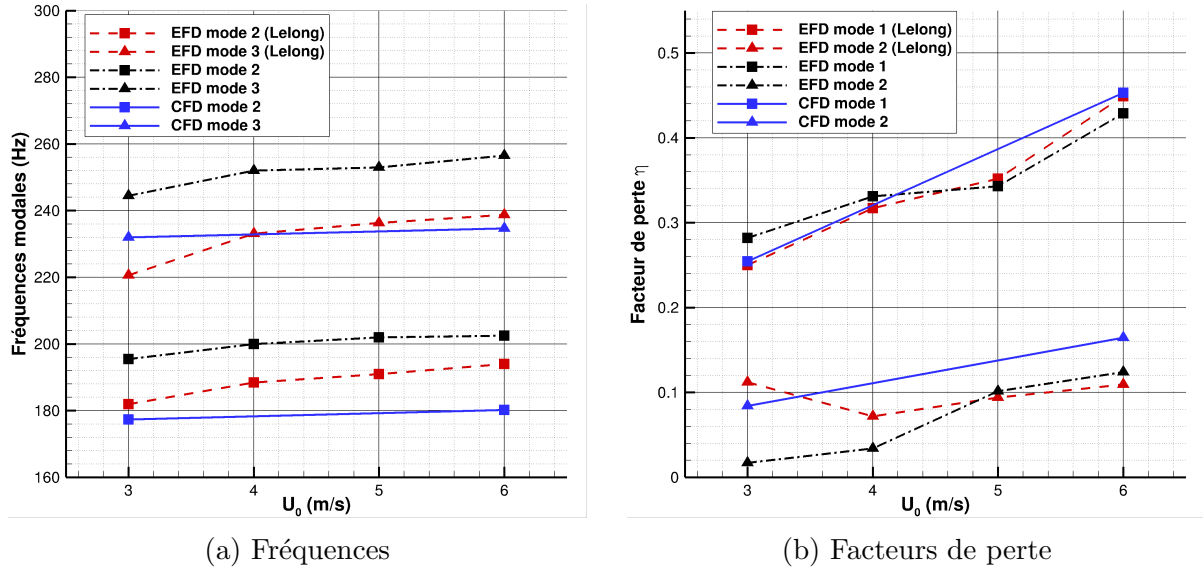


FIGURE IV.67 – Comparaison des résultats numériques et expérimentaux pour les fréquences des modes 2 et 3 (à gauche) et des facteurs de perte des modes 1 et 2 (à droite).

Mode	$\tilde{k}_{i,a}, U_0 = 3 \text{ m/s}$	$\tilde{k}_{i,a}, U_0 = 6 \text{ m/s}$
1	0.004	0.063
2	0.130	0.165
3	0.076	0.102

TABLE IV.14 – Coefficients de raideur ajoutée calculés à partir des simulations numériques.

est $\alpha = 8^\circ$ et la vitesse $U_0 = 6 \text{ m/s}$. La première simulation a été réalisée avec l'approche quasi-statique. Comme dans le cas du profil rigide, la présence de l'interstice diminue légèrement le coefficient de portance (-3.4%) et augmente le coefficient de traînée (+11.3%). En conséquence, la flexion du profil est légèrement inférieure au cas sans interstice (figure IV.68).

Géométrie	$\tilde{m}_{1,a}$	$\tilde{m}_{2,a}$	$\tilde{m}_{3,a}$
Sans interstice	5.12	3.67	3.61
Avec interstice	4.71 (-8%)	3.54 (-4%)	3.49 (-3%)

TABLE IV.15 – Comparaison des masses ajoutées modales calculées par le code ISIS-CFD sur la géométrie avec et sans interstice.

Les coefficients de masse ajoutée calculés par le code sur la géométrie avec interstice sont inférieurs à ceux obtenus sur la géométrie jointe. Les valeurs des coefficients $\tilde{m}_{i,a}$ sont proposées dans le tableau IV.15. La diminution des coefficients en présence de l'interstice est cohérente avec les observations de Naik et al [378] et Xiu et al. [379] sur des plaques planes. En effet, plus l'extrémité libre est proche d'une paroi, plus la masse ajoutée de la plaque augmente. Dans notre cas, la différence maximale est obtenue pour le premier mode de flexion, pour lequel la masse ajoutée diminue de 8% en présence de l'interstice. Ces variations des coefficients $\tilde{m}_{i,a}$ sont susceptibles de faire varier les fréquences propres du profil.

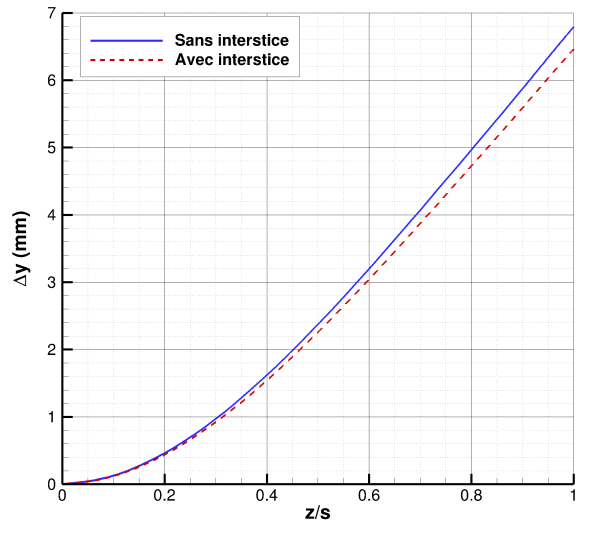


FIGURE IV.68 – Influence de l’interstice sur les déplacements verticaux du profil prédits par les simulations ($U_0 = 6$ m/s, $\alpha = 6^\circ$).

Des calculs instationnaires ont également été lancés sur la géométrie avec interstice pour simuler les oscillations du profil autour de la position d’équilibre statique (cf section IV.2.3.c). Les facteurs de perte et fréquences propres des deux premiers modes sont comparés aux résultats sans interstice dans le tableau IV.16.

Géométrie	η_1	$f_{1,0}$	η_2	$f_{2,0}$
Sans interstice	0.43	33.2 Hz	0.174	180.2 Hz
Avec interstice	0.46	33.5 Hz	0.184	183.4 Hz

TABLE IV.16 – Comparaison des facteurs de perte η_i et fréquences propres $f_{i,0}$ des deux premiers modes avec et sans interstice.

L’influence de l’interstice sur les fréquences de vibrations et les facteurs de perte n’est pas très importante. La fréquence du premier mode de flexion reste notamment inférieure à celle mesurée dans le tunnel ($f_{1,0} = 38$ Hz).

IV.3 Bilan

Une étude de convergence en maillages 2D a tout d’abord permis de choisir les niveaux de raffinements adaptés à une résolution fine de l’écoulement autour du profil rigide en écoulement subcavitant. En terme de coefficients hydrodynamiques, les courbes de portance et de traînée prédites par les simulations sont globalement en accord avec les expériences. Les résultats numériques sont cependant plus proches des mesures réalisées durant cette thèse sur le profil lisse que sur le profil avec ajout de bandes adhésives. Des simulations avec un modèle de transition suggèrent qu’un bulbe de séparation laminaire existe sur l’intradors et l’extradors du profil lisse, et uniquement sur l’intradors du profil avec bandes. La prise en compte des interstices entre le profil et les parois de la veine d’essais permet d’obtenir des coefficients de traînée cohérents avec les expériences. Le modèle EASM donne des résultats similaires au modèle $k - \omega$ SST, avec toutefois des valeurs des coefficients de traînée plus importantes. Les champs de vitesses numériques

sont bien estimés par les simulations, semblables aux mesures de PIV. Enfin, les coefficients hydrodynamiques prédits par les calculs sont très proches des mesures réalisées par Marchand sur le profil rigide.

Bien que les fréquences modales soient légèrement inférieures aux expériences, les modes propres du profil flexible dans le vide sont bien prédits par Abaqus. En écoulement, les déformées statiques sont bien retrouvées par l'approche couplée fluide-structure, en particulier pour les vitesses d'écoulement les plus importantes. Pour les vitesses et angles les plus faibles, les déformations du profil dans les simulations sont inférieures aux mesures de télémétrie. Ces différences peuvent raisonnablement être attribuées aux phénomènes de transition, tels que les bulbes de séparation laminaire. Les contraintes près de l'encastrement sont néanmoins très similaires aux mesures de Lelong. Des calculs instationnaires ont permis de montrer que les fréquences modales obtenues dans les simulations sont sous-estimées par rapport aux mesures de vibrométrie. Alors que pour les modes 2 à 4, ces écarts peuvent s'expliquer par une sous-estimation des fréquences dans le vide, la fréquence du premier mode de flexion est tout de même inférieure de 13% aux mesures. L'approche numérique montre que la présence de l'interstice entre l'extrémité libre du profil et le hublot ne permet pas d'expliquer ce résultat. Il est possible que les déformations du profil en écoulement aient une influence non-négligeable sur les fréquences modales. En effet, les mesures de vibrométrie mettent en évidence des modifications des formes modales en écoulement, par rapport aux modes en air.

Chapitre V

Résultats en écoulement cavitant

Sommaire

V.1 Profil rigide	192
V.1.1 Maillages et pas de temps	193
V.1.2 Analyse des résultats expérimentaux	200
V.1.3 Simulations numériques 2D préliminaires	215
V.1.4 Comparaison des simulations 3D aux essais	231
V.1.5 Bilan sur le profil rigide	243
V.2 Profil flexible	244
V.2.1 Analyse des résultats expérimentaux	244
V.2.2 Résultats numériques	262
V.2.3 Bilan sur le profil flexible	281

Préambule :

Ce chapitre regroupe les résultats expérimentaux et numériques pour les écoulements cavitants. La première partie est dédiée au cas du profil rigide.

De nombreux travaux sur l'écoulement cavitant autour d'un profil NACA 0015 rigide mettent en évidence trois régimes de cavitation distincts en fonction du paramètre $\sigma/(2\alpha)$ (Arndt et al. [228], Cervone et al. [231], Prothin et al. [315]). Pour $\sigma/(2\alpha) > 6$, la cavitation est peu développée et on observe généralement des "patches" de vapeur ou une cavitation par bulles. Les mesures réalisées dans cette thèse pour $\sigma/(2\alpha) = 7.2$ montrent qu'il est aussi possible d'obtenir une poche de vapeur qui reste attachée au bord d'attaque. Pour $4 < \sigma/(2\alpha) < 6$, on observe une cavitation partielle, avec une poche oscillante bien développée. Dans ce cas, les lâchers de nuages de vapeur sont causés majoritairement par un mécanisme de jet re-entrant. La figure V.1 montre que pour $\sigma/(2\alpha) > 4$, le nombre de Strouhal, $St=f_{cav}c/U_0$, diminue presque linéairement avec le paramètre $\sigma/(2\alpha)$. Pour $\sigma/(2\alpha) = 4$, on observe une bifurcation de la courbe. La queue de la poche de vapeur s'approche du bord de fuite, où la pression est plus importante. La condensation de la vapeur près du bord de fuite génère alors une onde de choc à l'interface entre le liquide et la vapeur. Les lâchers de nuages ne sont plus uniquement causés par la présence d'un jet re-entrant mais par des effets de compressibilité importants. Ce type de mécanisme ne peut être capturé par le solveur fluide, reposant sur une approche incompressible. C'est pourquoi, les régimes cavitants traités dans cette thèse pour les profils rigide et flexible correspondent à des paramètres $\sigma/(2\alpha) > 4.5$ (ligne verticale verte sur la figure V.1).

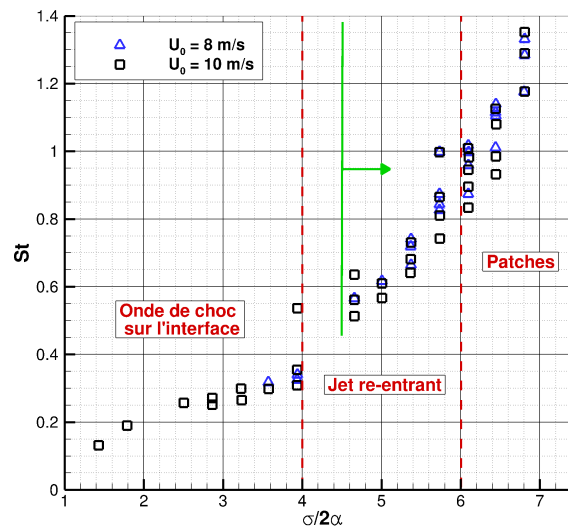


FIGURE V.1 – Evolution du nombre de Strouhal $St=f_{cav}c/U_0$ en fonction du paramètre $\sigma/(2\alpha)$ pour un profil NACA 0015. Schéma adapté de Arndt et al. [228].

V.1 Profil rigide

La première partie de ce chapitre présente les mesures expérimentales et résultats numériques pour le profil rigide en écoulement cavitant. Une étude de l'influence du maillage et des pas de temps sur les résultats de simulations 2D est tout d'abord proposée. Les caractéristiques des poches de cavitation observées expérimentalement sont

ensuite décrites. Des calculs numériques 2D préliminaires ont été réalisés afin de choisir les modèles de turbulence et de cavitation les plus adaptés au régime cavitant et sont présentés en section V.1.3. Enfin, les résultats obtenus sur les calculs 3D en régime cavitant sont comparés aux mesures expérimentales dans la dernière section.

V.1.1 Maillages et pas de temps

V.1.1.a Influence du maillage et du pas de temps en 2D

La méthode employée pour l'étude de convergence en maillage sur les cas stationnaires (section IV.1.1.a) peut être étendue aux cas instationnaires (Eça et al. [380], [381]). Plusieurs simulations instationnaires ont été réalisées pour estimer l'influence du maillage et du pas de temps pour les calculs en régime cavitant. La vitesse d'écoulement est fixée à $U_0 = 6$ m/s et l'angle d'attaque à $\alpha = 8^\circ$. Les maillages 2D M9_{2D}, M7_{2D} et M5_{2D} (du plus grossier au plus fin) sont utilisés ainsi que 6 pas de temps compris entre $\Delta t_6 = 6 \times 10^{-5}$ s et $\Delta t_1 = 0.75 \times 10^{-5}$ s. Ces valeurs correspondent à des pas de temps adimensionnels $\Delta t^* = \Delta t U_0 / c$ (avec U_0 la vitesse en entrée de veine et c la corde du profil) compris entre 3.6×10^{-3} et 4.6×10^{-4} . Pour chaque pas de temps, les normes infinies des résidus sont diminuées d'au moins 4 ordres. Le modèle $k - \omega$ SST est utilisé pour la turbulence et le modèle de Sauer avec $n_0 = 10^8$ pour la cavitation. Afin de limiter les temps de calcul, tous les pas de temps n'ont pas été utilisés pour chaque maillage et le tableau V.1 présente les 14 simulations réalisées.

$\Delta t_i / \Delta t_1$	8	4	3	2	1.5	1
M9 _{2D}	✓	✓	✓	✓	✓	✓
M7 _{2D}	✓	✓	✓	✓	✓	
M5 _{2D}	✓				✓	✓

TABLE V.1 – Tableau des simulations mises en place pour étudier l'influence du maillage et du pas de temps.

Dans un premier temps, le paramètre de cavitation a été fixé à $\sigma = 2.02$, pour lequel on obtient une poche de vapeur constamment attachée au bord d'attaque. Les prédictions numériques donnent bien une poche de vapeur qui reste attachée pour les maillages et pas de temps les plus grossiers. Cependant, en raffinant ces deux paramètres, la poche ne reste plus attachée et on observe des lâchers de nuage de vapeur. Ce changement de dynamique de poche, déjà observé par Negrato et al. [382], ne se prête pas à une étude de convergence en maillage et en pas de temps. En effet, il n'est par exemple pas pertinent de comparer les coefficients hydrodynamiques obtenus pour une configuration de poche attachée et un cas avec lâchers de nuages. Des simulations ont donc été effectuées avec un paramètre de cavitation $\sigma = 1.41$, pour lequel on a expérimentalement des lâchers de vapeur.

Dans les simulations numériques, la pression moyenne située au niveau du capteur de pression aval du tunnel est utilisée comme référence pour calculer le paramètre de cavitation σ . Si le calcul de cette pression moyenne est aisé pour cas avec des poches de cavitation attachées, il est plus complexe lorsque des lâchers de nuages de vapeur sont présents dans l'écoulement. En effet, dans ce cas les variations de pression au niveau du capteur de pression aval sont très importantes (figure V.3) et le calcul de la moyenne demanderait des temps de calcul très importants. Les différentes simulations réalisées ont

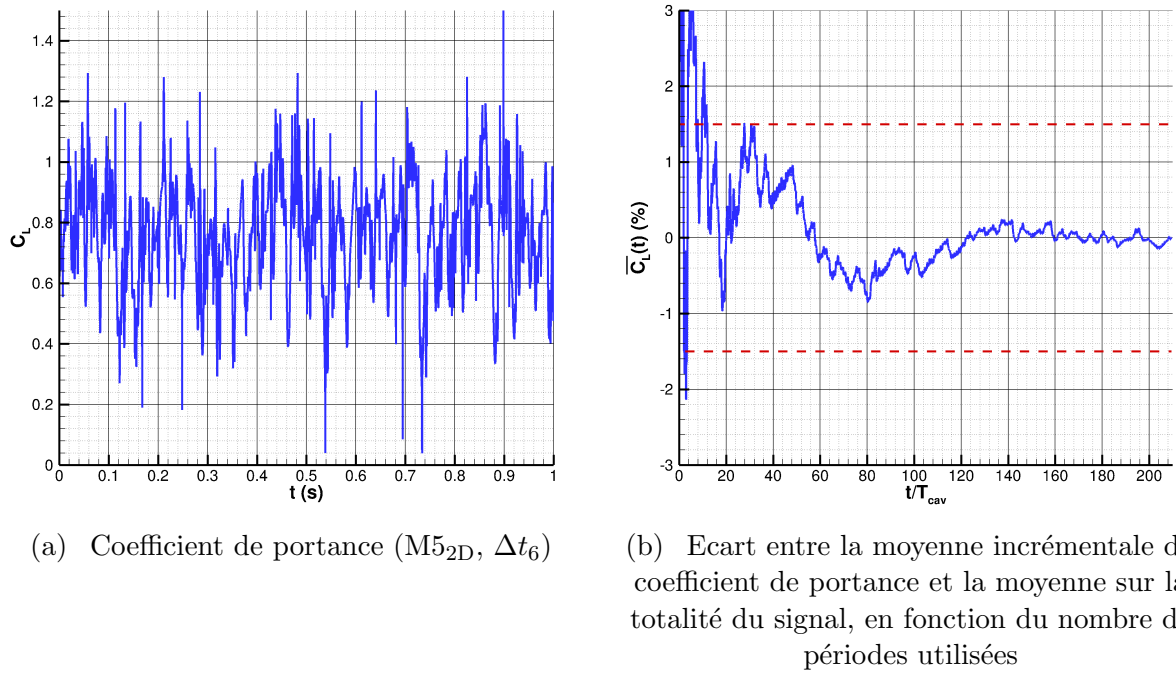


FIGURE V.2 – Exemple de variation de la portance en fonction du temps, et convergence de la moyenne.

montré que dans pour les écoulements avec lâchers de nuages, la valeur moyenne de la pression au niveau du capteur varie assez peu par rapport à la valeur moyenne obtenue pour des poches attachées. C'est donc la valeur moyenne calculée dans les cas de poches attachées qui est utilisée comme référence pour le calcul de σ , y compris lorsqu'il existe des lâchers de nuages de vapeur. Cette approximation implique des écarts qui restent acceptables sur le paramètre de cavitation σ , de l'ordre de ± 0.01 .

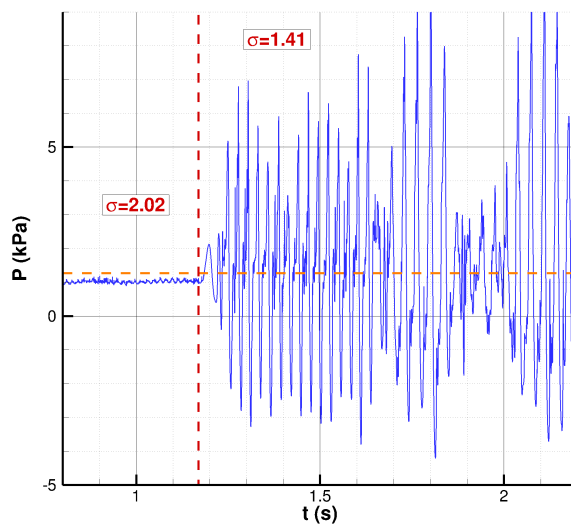


FIGURE V.3 – Evolution de la pression au niveau du capteur de pression aval lors du passage de $\sigma = 2.02$ à $\sigma = 1.41$. La droite en pointillés orange représente la moyenne calculée pour $\sigma = 1.41$.

La figure V.2a présente l'évolution du coefficient de portance prédite sur le maillage

M5_{2D}, avec le pas de temps Δt_6 . Les variations de portance font apparaître une fréquence principale autour de $f_{cav} = 27$ Hz, correspondant aux lâchers de nuages de vapeur, mais aussi des oscillations à plus basse fréquence, autour de 5 Hz. Il est donc nécessaire que l'intervalle de temps utilisé pour calculer les moyennes des coefficients hydrodynamiques soit suffisamment long. La figure V.2b représente les variations de la moyenne du coefficient de portance en fonction du nombre de périodes $T_{cav} = 1/f_{cav}$ utilisées pour la calculer. Les variations de la valeur moyenne sont inférieures à 0.5% pour un intervalle de temps supérieur à 100 périodes, soit plus de trois secondes. La simulation de trois secondes de l'écoulement cavitant avec les pas de temps les plus fins est particulièrement gourmande en temps de calcul, même en 2D. De plus, pour les calculs 3D présentés en section V.1.4, cet intervalle de temps représenterait plusieurs semaines de calcul, pour une seule simulation. La figure V.2b montre néanmoins qu'au bout d'une seconde (environ 27 lâchers de vapeur), la valeur moyenne de la portance diffère de moins de 1.5% de la valeur moyennée sur trois secondes. Cet intervalle de temps semble être un bon compromis entre la précision obtenue sur les moyennes et les temps de calcul nécessaires. Toutes les valeurs moyennes et fréquences présentées dans cette section sont donc calculées à partir de signaux temporels de durée $\Delta T = 1$ s. Notons que la résolution spectrale des transformées de Fourier, utilisées pour estimer les fréquences caractéristiques de l'écoulement, est donc de ± 1 Hz.

Toutes les simulations du tableau V.1 donnent des dynamiques de poche similaires. Comme le montre la figure V.4, les calculs prédisent bien des détachements de nuages de vapeur. On observe dans un premier temps la croissance de la poche de vapeur (temps T_0). La poche reste attachée au bord d'attaque jusqu'à l'instant T_1 , où la présence d'un jet re-entrant en aval de la poche cause le détachement d'un nuage de vapeur. La vapeur présente au bord d'attaque disparaît et le nuage est ensuite convecté par l'écoulement (T_2). Enfin, la cavitation apparaît de nouveau au bord d'attaque et la poche s'étend jusqu'à un nouveau cycle. Plus de détails sur les dynamiques de poche sont donnés en section V.1.2.a. Les maillages et pas de temps utilisés sont donc suffisamment fins pour décrire les principales caractéristiques de l'écoulement cavitant.

Les valeurs du coefficient de portance obtenues sur les maillages M7_{2D} et M5_{2D} sont tracées en figure V.5a pour les pas de temps Δt_6 et Δt_2 . Les courbes mettent en évidence la présence de "pics", bien supérieurs aux valeurs moyennes. Ces pics sont fréquemment obtenus dans les simulations d'écoulements cavitants et s'expliquent par le caractère incompressible du solveur fluide (Asnaghi et al. [203]). Dans notre cas, la condensation rapide de nuages de vapeur dans le sillage du profil entraîne une augmentation brusque de la pression autour du profil. Cette augmentation de la pression est plus importante sur l'intrados du profil, la présence de vapeur limitant l'élévation en pression sur l'extrados du profil. On obtient ainsi des pics de portance supérieurs à la valeur moyenne. Bien que ces pics semblent avoir lieu plus souvent sur les maillages les plus raffinés, leur fréquence est significativement plus grande pour les pas de temps les plus fins. De petits pas de temps permettent en effet de capturer les derniers instants du processus de condensation, pour lesquels les vitesses d'interface deviennent très importantes. En conséquence, on obtient plus souvent des pics de portance. Ces pics ne sont toutefois pas physiques, puisque des effets de compressibilité prennent place lors de la condensation.

L'analyse spectrale des coefficients de portance met en évidence une fréquence caractéristique des lâchers de vapeur autour de $f_{cav} = 27$ Hz (figure V.5b) pour les différents maillages et pas de temps utilisés. Comme mentionné précédemment, on ob-

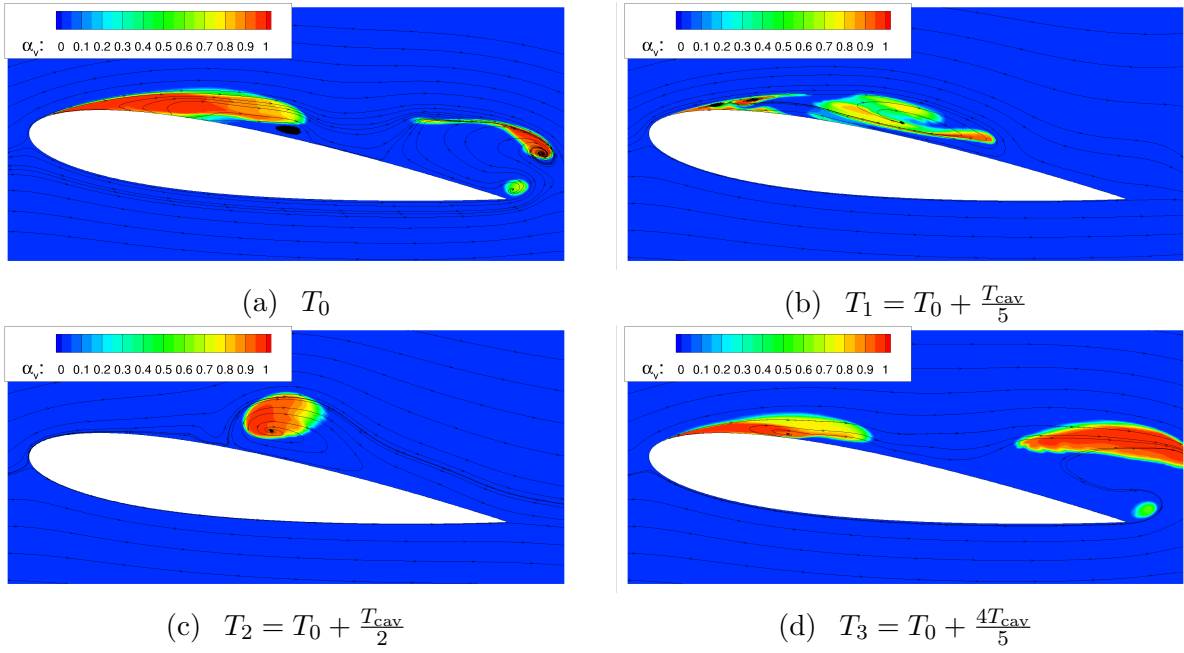


FIGURE V.4 – Fraction volumique de vapeur lors d’un lâcher typique de nuage.

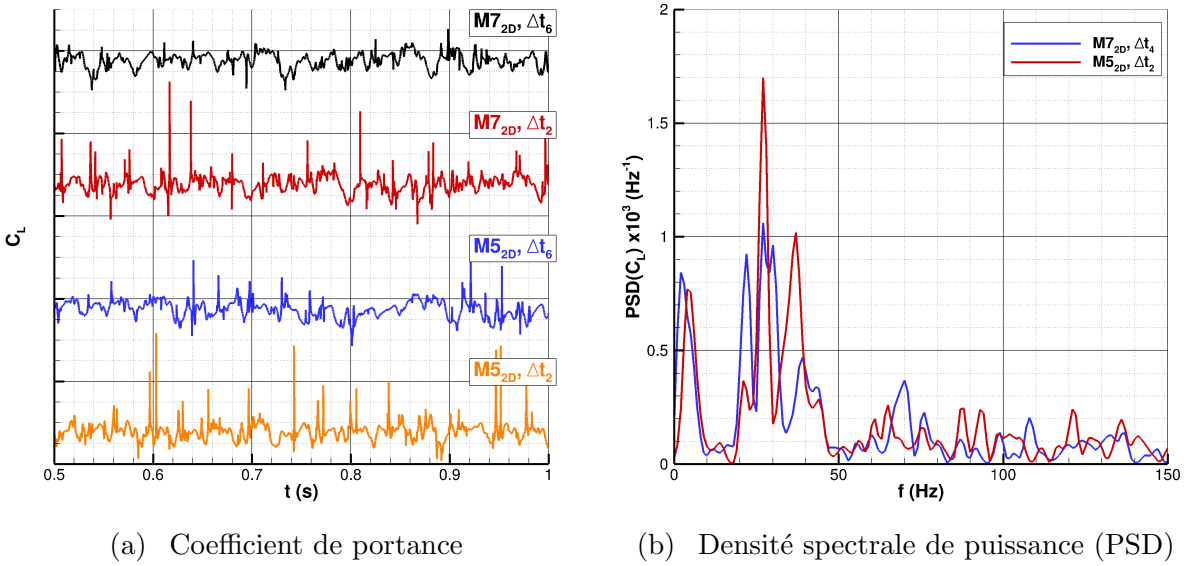


FIGURE V.5 – Variations temporelles et densités spectrales de puissance du coefficient de portance obtenus pour différents maillages et pas de temps.

serve également de basses fréquences inférieures à 10 Hz, mais aussi plusieurs pics autour de la fréquence f_{cav} . Bien que les amplitudes de la densité spectrale de puissance (PSD) varient lorsqu’on modifie le pas de temps et le maillage, les fréquences des pics ne sont pas significativement modifiées. Ainsi, les transformées de Fourier des coefficients hydrodynamiques obtenus pour les simulations du tableau V.1 n’ont pas mis en évidence de tendances sur les variations de la fréquence de lâchers f_{cav} en fonction du maillage ou du pas de temps.

Les coefficients de portance et de traînée moyens sont regroupés dans les tableaux V.2 et V.3 pour les différents maillages et pas de temps. Ces coefficients montrent que l’on n’obtient pas de convergence monotone avec la taille du maillage ou le pas de temps et

il n'est pas possible d'extraire de tendance globale de ces valeurs. Les résultats sont trop dispersés pour pouvoir appliquer la méthode d'estimation des incertitudes proposée par Eça et al. [380]. Le caractère très instationnaire de l'écoulement rend donc impossible l'étude de convergence en maillage et en pas de temps pour le cas test étudié. En effet, contrairement à l'écoulement cavitant autour d'une hélice dans un sillage par exemple, la dynamique est ici uniquement due à l'instabilité de la poche de cavitation. Les écarts obtenus entre les différentes simulations sont de l'ordre de quelques pourcents et sont vraisemblablement dominés par des erreurs de convergence statistique des valeurs moyennes.

$\Delta t_i/\Delta t_1$	8	4	3	2	1.5	1
M9 _{2D}	3.49 %	2.38 %	2.05 %	3.20 %	2.46 %	3.42 %
M7 _{2D}	2.62 %	3.20 %	3.16 %	1.47 %		
M5 _{2D}	1.37 %				2.42 %	0.739

TABLE V.2 – Ecarts des coefficients de portance prédits par les simulations 2D par rapport au coefficient obtenu avec le maillage et le pas de temps les plus fins (indiqué en bleu).

$\Delta t_i/\Delta t_1$	8	4	3	2	1.5	1
M9 _{2D}	6.39 %	3.67 %	4.27 %	5.53 %	5.62 %	6.01 %
M7 _{2D}	2.25 %	7.73 %	2.84 %	3.06 %		
M5 _{2D}	3.89 %				6.32 %	0.101

TABLE V.3 – Ecarts des coefficients de traînée prédits par les simulations 2D par rapport au coefficient obtenu avec le maillage et le pas de temps les plus fins (indiqué en bleu).

En utilisant une démarche similaire à celle utilisée dans le cas subcavitant, une incertitude globale peut être estimée à l'aide de la formule :

$$U_\phi = \frac{\max(\phi) - \min(\phi)}{2} \quad (\text{V.1})$$

On obtient ainsi des incertitudes d'environ 1.8 % pour le coefficient de portance et 3.9 % pour le coefficient de traînée. Ces valeurs d'incertitudes permettent de penser que pour les coefficients hydrodynamiques, les erreurs de discrétisation spatiale et temporelle sont relativement faibles pour les maillages et pas de temps utilisés.

Les champs de vitesses moyennes obtenus sur les trois maillages et le pas de temps Δt_6 sont donnés en figure V.6. Dans chaque cas, on observe une large zone de recirculation sur l'extrados du profil. Les résultats diffèrent peu entre les différents maillages mais on peut toutefois noter que cette zone tend à s'amincir et à s'étendre lorsque les tailles des cellules diminuent.

Afin d'analyser plus en détails l'influence du maillage, trois profils de vitesses horizontales moyennes sont tracés en figure V.7a, pour les abscisses $x/c = 0.33$, $x/c = 0.52$ et $x/c = 1.07$. Comme le montrent les valeurs négatives de vitesses, les deux premiers profils traversent la zone de recirculation moyenne, tandis que le dernier profil se situe dans le sillage. Les prédictions du calcul sur le maillage grossier diffèrent un peu de celles des deux maillages plus fins, en particulier pour le profil en $x/c = 0.52$. Pour les maillages M7_{2D} et M5_{2D} les vitesses moyennes se superposent. Les profils moyens de la fraction de

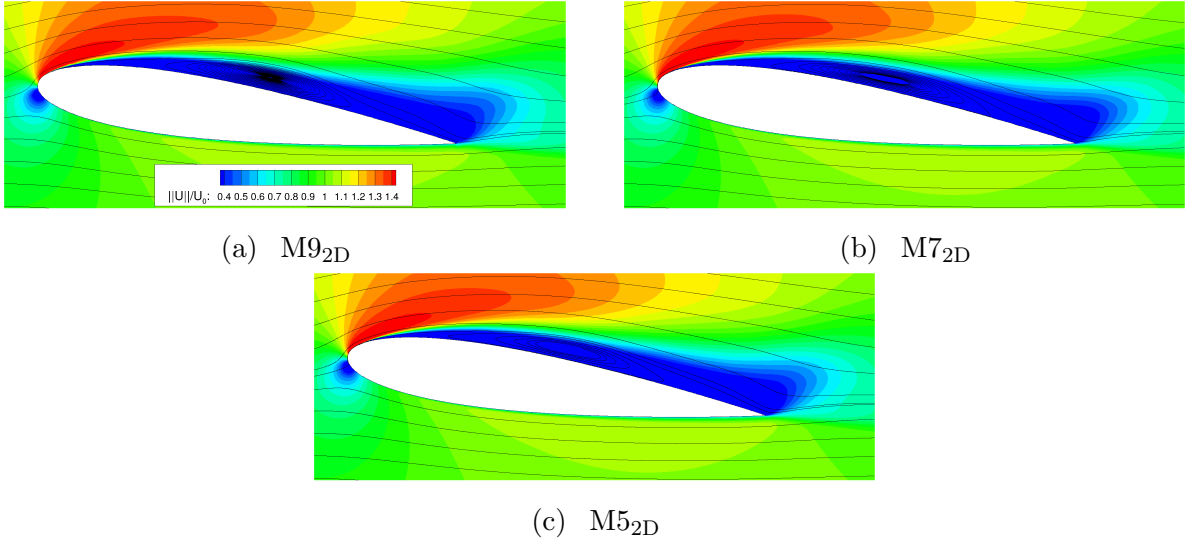


FIGURE V.6 – Normes des vitesses moyennes et lignes de courant autour du profil, pour les trois maillages. Pour chaque maillage le pas de temps est $\Delta t = 6 \times 10^{-5}$.

vapeur α_v sont aussi représentés en figure V.7b. Bien que les écarts entre les prédictions des trois maillages soient plus importants, ils restent cependant acceptables.

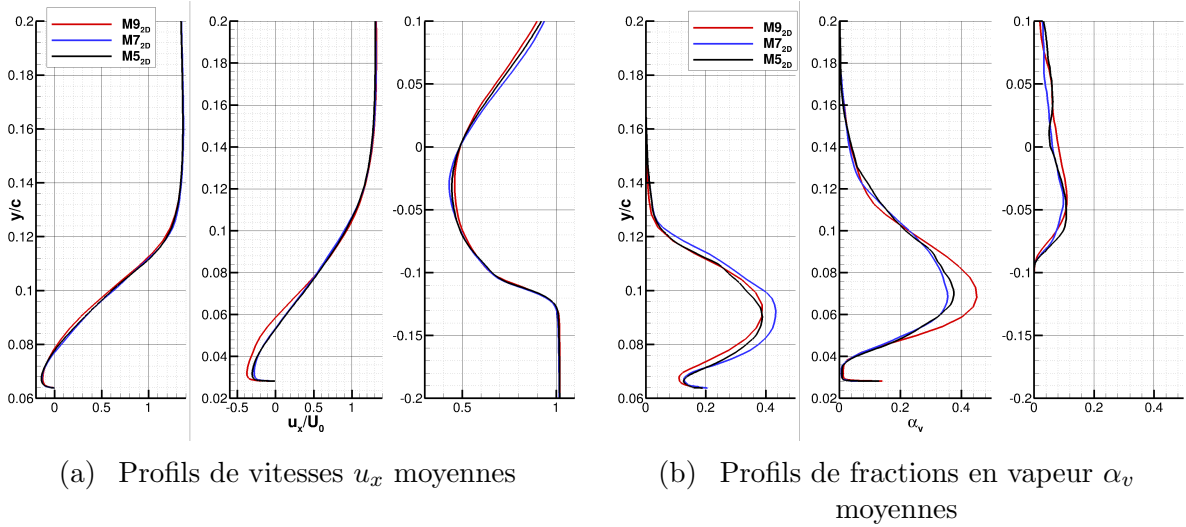


FIGURE V.7 – Distributions des vitesses et fractions volumiques de vapeur moyennes sur l'extrados en $x/c = 0.33$ (gauche), $x/c = 0.52$ (milieu) et $x/c = 1.07$ (droite). Pour chaque maillage le pas de temps est $\Delta t = 6 \times 10^{-5}$ s.

La distribution moyenne du coefficient de pression sur le profil est tracée en figure V.8 pour les trois maillages ($\Delta t = \Delta t_6$). Comme pour les profils de vitesses, la pression obtenue sur le maillage le plus grossier présente des écarts avec celles calculées sur les deux autres maillages. En revanche, le coefficient de pression obtenu sur le maillage medium est proche de celui du maillage le plus fin. Compte tenu du caractère très instationnaire de la portance, ces différences observées sur le coefficient de pression demeurent très acceptables. Notons qu'en moyenne le coefficient de pression est légèrement inférieur au nombre de cavitation $\sigma = 1.41$ près du bord d'attaque. Cela s'explique en partie par

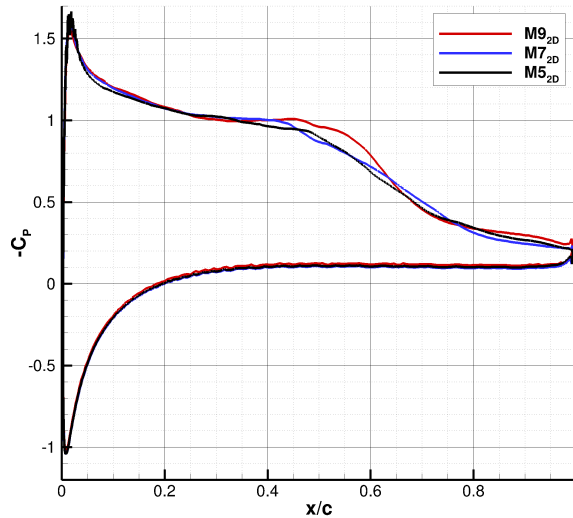


FIGURE V.8 – Distribution du coefficient de pression pour les trois maillages 2D. Le pas de temps est fixé à $\Delta t = 6 \times 10^{-5}$ s.

l’alternance des phases liquide et vapeur, mais aussi par le modèle de cavitation utilisé (section V.1.3.a).

Bien que la complexité de l’écoulement cavitant n’a pas permis d’estimer les incertitudes numériques dues aux schémas de discrétisation, les maillages et pas de temps utilisés semblent toutefois suffisamment fins pour capturer les caractéristiques principales de l’écoulement et valeurs moyennes des coefficients hydrodynamiques. Sauf cas particuliers, les simulations 2D présentées dans la suite de ce chapitre ont donc été réalisées sur le maillage M5_{2D}, avec un pas de temps $\Delta t = 2.5 \times 10^{-5}$ s.

V.1.1.b Maillage 3D et pas de temps

Les simulations d’écoulements cavitants ont toutes été réalisées pour un angle d’incidence fixé à $\alpha = 8^\circ$, ne nécessitant donc qu’un unique maillage 3D. Ce maillage est généré par extrusion du maillage M5_{2D}, assurant ainsi une bonne qualité de maillage. Contrairement aux cas subcavitants, des lois de parois ont été utilisées sur les parois latérales de la veine. Cette approche n’est pas parfaitement adaptée au régime cavitant, pour lequel des détachements de couches limites sont susceptibles d’apparaître sur les parois du tunnel. Elle permet cependant de réduire considérablement le nombre de cellules dans le maillage. Ceci est un avantage non-négligeable pour les calculs instationnaires, nécessitant bien plus de temps de calcul par rapport aux calculs stationnaires.

L’apparition de poches de vapeur ne permet pas de tirer avantage de la symétrie de la veine. En effet, comme présenté en section V.1.2.a, l’écoulement devient fortement tridimensionnel et il est nécessaire de mailler l’ensemble de l’envergure du profil. Afin de mieux capturer les effets 3D de la dynamique de poche, le nombre de cellules dans l’envergure du profil a été augmenté par rapport au maillage M5_{3D} utilisé dans le cas subcavitant. Le nombre de cellules dans l’envergure du profil est ainsi égal à 112, permettant d’obtenir une discrétisation plus fine au milieu du profil (figure V.9). La taille maximale des cellules dans le sens de l’envergure correspond à 4.5 % de l’envergure totale. Le nombre total de cellules s’élève ainsi à 20 millions.

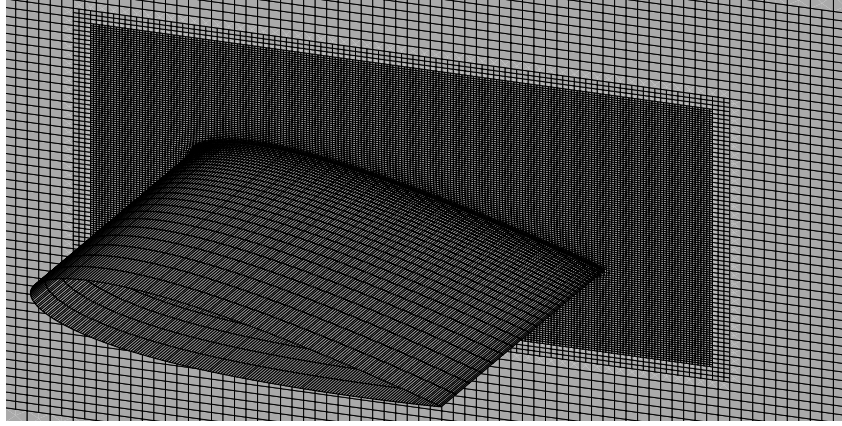


FIGURE V.9 – Vue du maillage 3D utilisé pour les calculs cavitants. La moitié du profil est représentée dans l’envergure et seul un point du maillage sur deux est représenté dans les trois directions.

Afin de réduire un peu plus les temps de calcul, la valeur du pas de temps est fixée à $\Delta t = 5 \times 10^{-5}$ s. Pour tous les nombres de cavitation étudiés, cette valeur permet d’avoir entre 300 et 500 pas de temps pour décrire la période caractéristique de l’écoulement et correspond aux valeurs usuelles rencontrées dans la littérature. Rappelons que les schémas de discrétisation utilisés n’imposent pas de limite sur le nombre de Courant Co . Le nombre de Courant local peut donc être supérieur à $Co = 1$ sans impliquer de problème de convergence. Ainsi, les simulations en régime cavitant montrent que le nombre de Courant local peut occasionnellement atteindre des valeurs élevées telles que $Co = 20$, mais le maximum local moyenné sur les pas de temps est plutôt de l’ordre de $Co = 7$.

V.1.2 Analyse des résultats expérimentaux

Les caractéristiques des poches de cavitation mesurées sur le profil rigide sont présentées dans cette section. L’angle d’attaque est fixé à $\alpha = 8^\circ$ et la vitesse à $U_0 = 6$ m/s. Les essais ont été réalisés sur le profil sans ajout de bandes pour déclencher la transition turbulente. La régulation en pression et en vitesse du tunnel permet d’étudier les écoulements correspondant à cinq paramètres de cavitation : $\sigma = 2.02$, $\sigma = 1.86$, $\sigma = 1.58$, $\sigma = 1.41$ et $\sigma = 1.36$.

V.1.2.a Dynamiques de poche

Les dynamiques de cavitation ont tout d’abord été caractérisées par traitement des images de caméra rapide. Des images instantanées représentatives des poches sont proposées en figure V.10 pour les écoulements à $\sigma = 2.02$, $\sigma = 1.86$, $\sigma = 1.58$, et $\sigma = 1.41$.

Pour le paramètre de cavitation le plus élevé, une poche de vapeur existe près du bord d’attaque. La cavitation ne se développe pas sur la totalité de l’envergure, attestant de l’influence des parois de la veine sur l’écoulement. Lorsque le nombre de cavitation diminue jusqu’à $\sigma = 1.86$, la poche se développe et sa longueur atteint alors environ un tiers de la corde du profil. La poche est plus développée du côté du hublot que du côté du fond de veine. Ceci peut être dû au vortex marginal plus développé près du hublot (cf section IV.1.3.b). Les diagrammes présentés en figure V.11, permettent d’étudier la dynamique

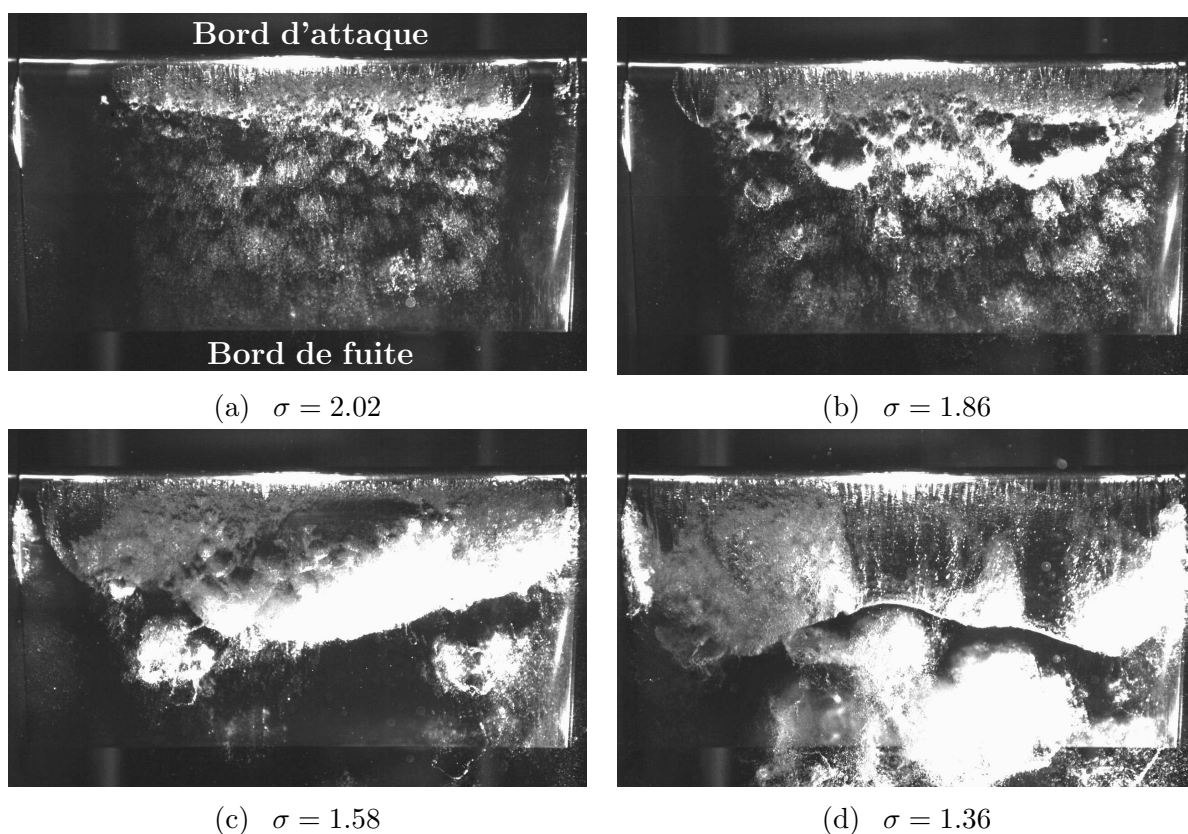


FIGURE V.10 – Images instantanées de la poche de cavitation pour différents paramètres de cavitation σ .

de la poche dans le temps. Bien qu'elle reste constamment attachée, de faibles oscillations sont visibles en fin de poche. Ces oscillations s'accompagnent de petits lâchers de vapeur, rendant visibles des tourbillons en épingle à cheveux en aval de la poche (figure V.10). En diminuant la pression, la longueur de la poche augmente, puis on observe de larges lâchers de nuages de vapeur ($1.36 \leq \sigma \leq 1.58$). Pour $\sigma = 1.58$, la longueur maximale de la poche représente environ 50% de la corde. Sur le zoom de la figure V.11d, l'évolution de la poche de vapeur sur une période peut se décomposer en deux phases. Dans un premier temps, la poche grandit (traits en pointillés orange) et le développement simultané d'un jet re-entrant peut être observé sur les diagrammes espace-temps (représenté en rouge sur la figure V.11d). Lorsque le jet atteint le bord d'attaque, la vapeur se détache du bord d'attaque et un nuage est ensuite transporté vers le bord de fuite (traits bleus sur la figure V.11d). Les diagrammes de la figure V.11 montrent que la fréquence des lâchers de vapeur diminue lorsque la longueur de poche maximale augmente, entre $\sigma = 1.58$ et $\sigma = 1.41$.

Afin d'estimer les fréquences caractéristiques de la poche en fonction du paramètre de cavitation, les niveaux de gris des diagrammes sont moyennés en espace, permettant ainsi d'obtenir un signal temporel caractérisant la dynamique de poche. Les densités spectrales de puissance (PSD) de ces signaux sont tracées en figure V.12. Pour $\sigma = 2.02$, un pic d'amplitude est visible autour de 42 Hz. La fréquence de ce pic semble diminuer à 39 Hz pour $\sigma = 1.86$. Des amplitudes élevées apparaissent aussi autour de 55 Hz et 65 Hz. Lorsque d'importants lâchers de vapeur existent ($\sigma = 1.58$ et $\sigma = 1.41$), le spectre est dominé par une unique fréquence et ses harmoniques. Pour $\sigma = 1.58$ et $\sigma = 1.41$,

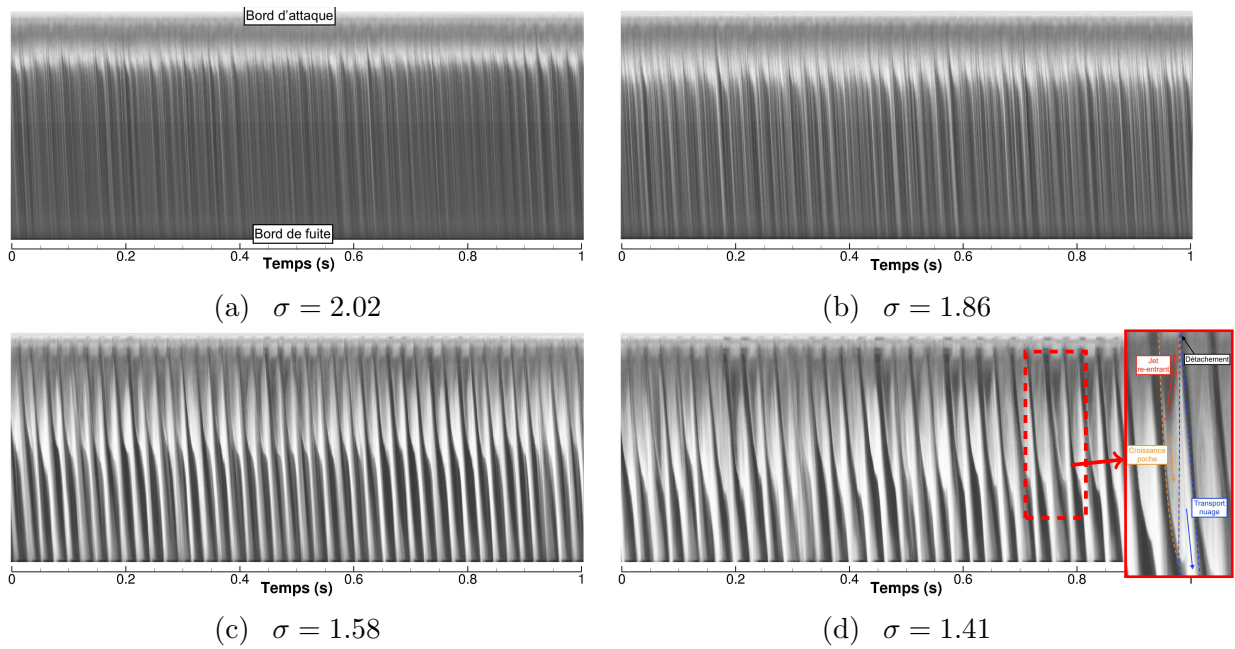


FIGURE V.11 – Diagrammes espace-temps de la poche de cavitation issus des images de caméra rapide pour différents paramètres de cavitation σ .

les fréquences des lâchers sont respectivement égales à 42 Hz et 34 Hz. En revanche le spectre des niveaux de gris pour $\sigma = 1.36$ montre une multitude de pics. Ces derniers correspondent à certaines harmoniques de 5 Hz et à une fréquence proche de 32 Hz.

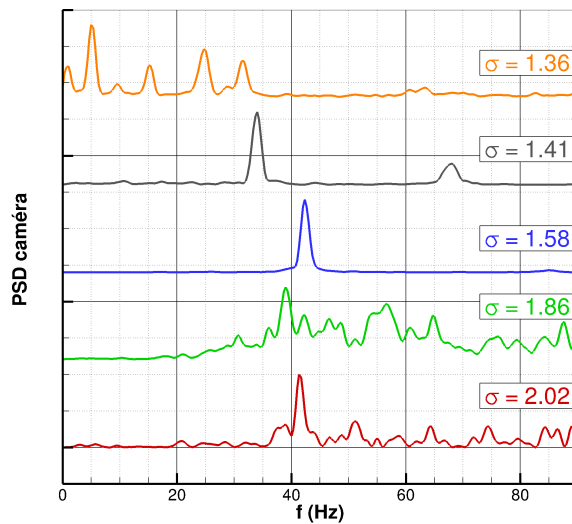


FIGURE V.12 – Densité spectrale de puissance des niveaux de gris issus des diagrammes espace-temps.

La décomposition spectrale en mode propre (SPOD) des images de caméra permet d'analyser un peu plus en détails les caractéristiques de la cavitation. Pour chaque paramètre de cavitation, l'ensemble des 6000 images représentant 4 secondes d'écoulement est décomposé en N_{blocs} de N_{fft} images. Pour chaque pixel, les transformées de Fourier sont calculées sur chaque bloc d'images. On peut ainsi construire pour chaque

fréquence du spectre une estimation de la matrice des densités spectrales croisées, dont la décomposition en valeurs et vecteurs singuliers permet d'obtenir N_{modes} modes ϕ_i et valeurs propres λ_i . Le nombre de blocs utilisés détermine le nombre de modes propres obtenus pour chaque fréquence, $N_{\text{modes}} = N_{\text{blocs}}$. La longueur N_{fft} de chaque bloc impose la résolution spectrale de la décomposition $\Delta_f = f_s/N_{\text{fft}}$. Pour un nombre d'images fixe, l'augmentation du nombre de blocs (et donc de modes) diminue donc la résolution fréquentielle, et *vice versa*. Les analyses SPOD réalisées pour des blocs d'une durée de 1 s et 0.5 s ne montrent pas de différences significatives et les résultats sont donc présentés pour des blocs de 1 s, offrant une meilleure résolution spectrale. Une fenêtre de Hamming est utilisée afin de limiter la présence de lobes secondaires sur la transformée de Fourier ("spectral leakage"). Un recouvrement de 50% des blocs permet finalement d'obtenir 7 modes propres pour chaque fréquence. Les spectres des cinq premières valeurs propres normalisées sont tracés en figure V.13. La fréquence des lâchers de vapeur $f_{\text{cav}} = 34$ Hz et ses harmoniques sont bien visibles sur le spectre de la première valeur propre λ_1 . Des amplitudes importantes sont aussi obtenues à la fréquence f_{cav} sur les spectres des deuxième et troisième valeurs propres. Les densités spectrales des valeurs propres restantes sont plus uniformes et ne présentent pas de pics significatifs. Les trois premiers modes permettent donc de capturer l'essentiel de la dynamique de poche aux fréquences d'intérêt.

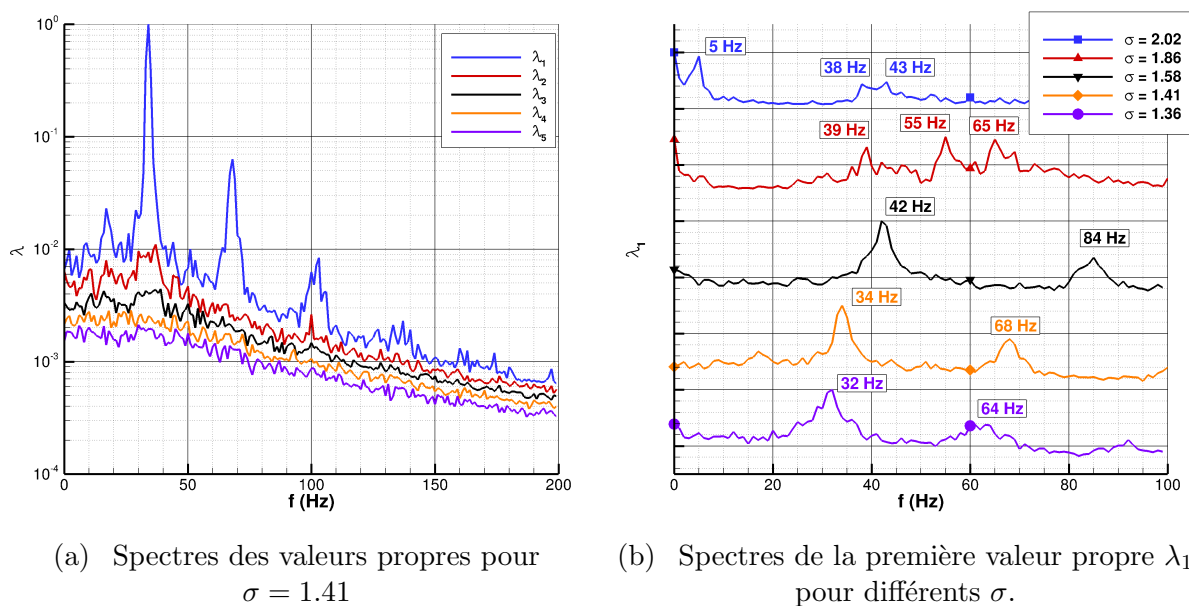


FIGURE V.13 – Spectres des valeurs propres de SPOD. Par souci de clarté sur la figure (b), les valeurs de lambda renseignées pour les courbes où $1.36 \leq \sigma \leq 1.58$ sont en logarithme.

Les spectres des premières valeurs propres sont tracés en figure V.13 pour les cinq paramètres de cavitation. La plupart des fréquences identifiées sur les spectres issus des diagrammes espace-temps sont visibles sur les premières valeurs propres.

Pour $\sigma = 2.02$, le spectre SPOD met en évidence un pic à 5 Hz qui n'est pas présent sur le spectre du diagramme. Les parties réelles des premiers modes correspondant aux pics des fréquences $f_0=5$ Hz, $f_1=38$ Hz et $f_2=43$ Hz sont données en figure V.14. L'amplitude du mode à 5 Hz est importante autour de l'interface de la poche de vapeur. La présence

de valeurs positives et négatives sur les parties latérales de la cavité fait ressortir des oscillations de l'étendue de la poche à basse fréquence. Les modes obtenus aux fréquences 38 Hz et 43 Hz sont similaires et soulignent plutôt la convection de vapeur en aval de la poche. Les deux modes représentent le même mécanisme physique, et sont espacés de 5 Hz dans le domaine fréquentiel, $f_2 = f_1 + f_0$. Ces trois pics sont typiques d'un signal présentant des oscillations à une fréquence de 43 Hz (dues aux oscillations de la poche et aux petits lâchers dans le sens de l'écoulement), avec une enveloppe de plus basse fréquence à 5 Hz (due à des variations de l'étendue de la poche attachée).

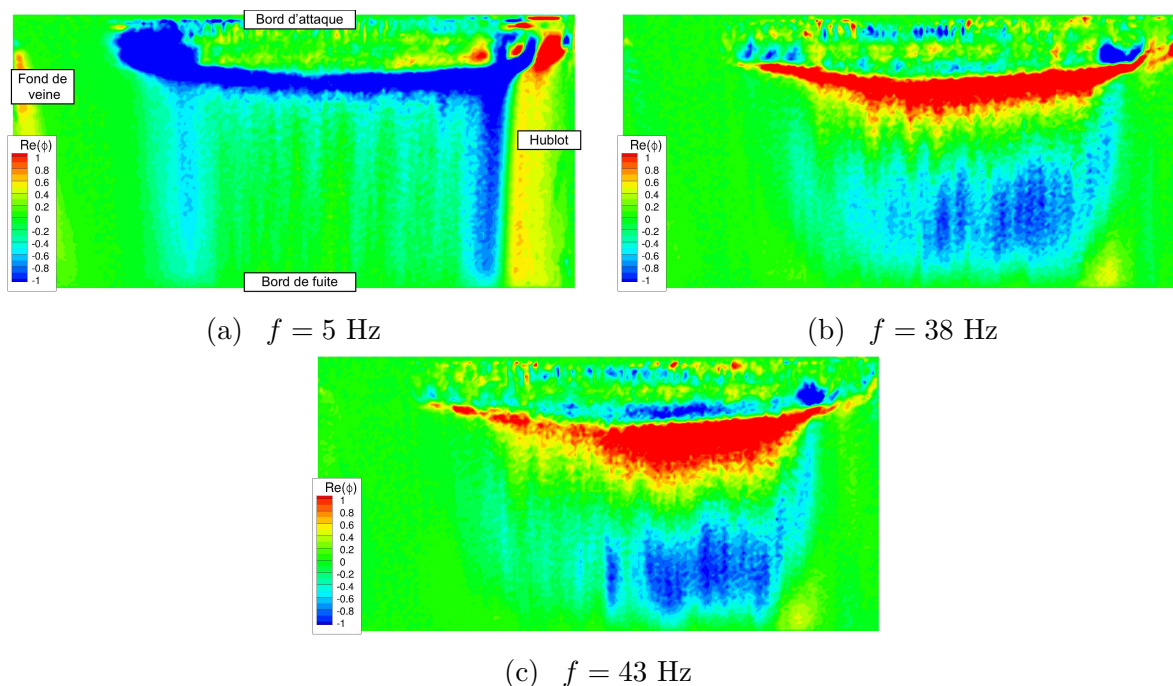


FIGURE V.14 – Premiers modes aux fréquences des pics des spectres SPOD, pour $\sigma = 2.02$.

Pour $\sigma = 1.86$, on retrouve le mode associé aux petits lâchers de vapeur dans le sillage de la poche à une fréquence de 39 Hz. Alors que ce mode souligne la convection dans le sens de l'écoulement, les modes obtenus aux fréquences de 55 Hz et 65 Hz ont des formes bidimensionnelles. Ces derniers traduisent donc les effets tridimensionnels causés par la présence de vortex marginaux aux extrémités du profil. Ces modes peuvent être comparés à ceux présentés dans les travaux de Prothin et al. [315] (figure V.16), où une décomposition en modes propres classique (POD) est réalisée sur les images de poche attachée d'un NACA 0015. Le premier mode SPOD à 55 Hz correspond à une superposition des premier et second modes POD. En effet, la POD fournit des modes uniquement cohérents en espace et il faut donc un couple de modes POD pour décrire une structure cohérente transportée par l'écoulement. Au contraire, la SPOD produit directement des modes cohérents en espace et en temps, et se révèle particulièrement adaptée à l'étude de structures convectées. Elle possède aussi l'avantage de donner immédiatement les fréquences d'intérêt, ce qui nécessite d'étudier les coefficients d'expansion temporelle dans le cas de la POD classique. Le même raisonnement s'applique au premier mode SPOD à 65 Hz, combinaison des troisième et quatrième modes POD. Notons que les modes SPOD sont similaires à ceux donnés par une décomposition en modes dynamiques (DMD) par Prothin et al. [315]. En effet, Towne et al. [316] montrent que les modes

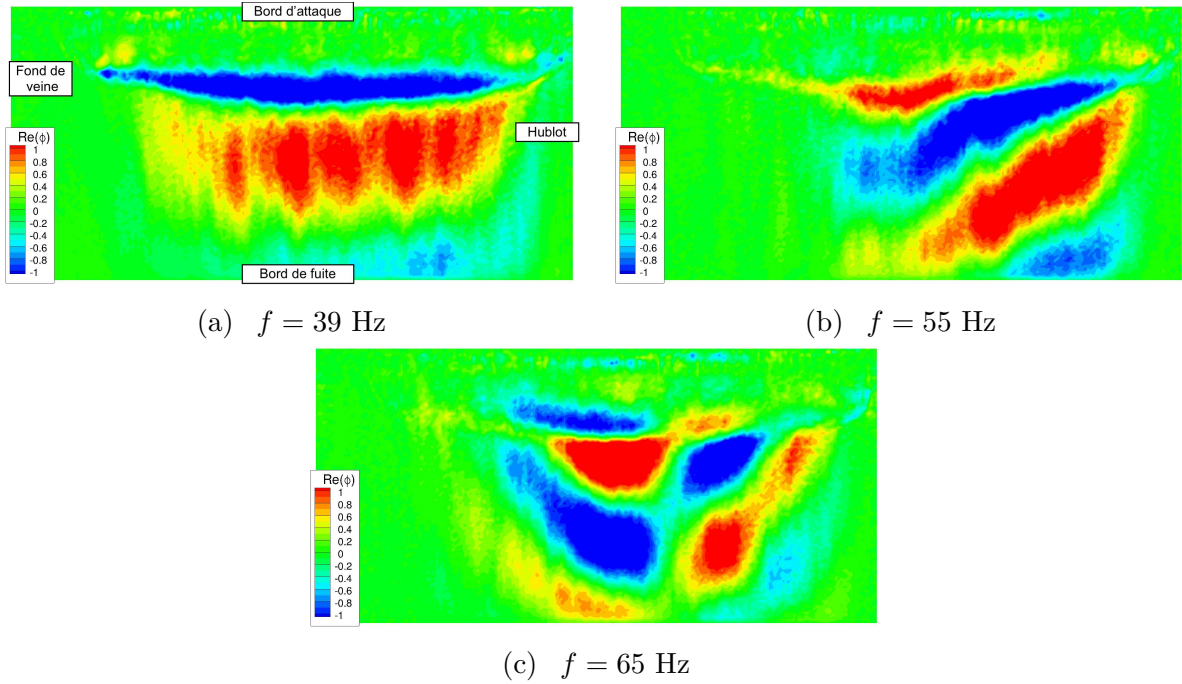


FIGURE V.15 – Premiers modes aux fréquences des pics des spectres SPOD, pour $\sigma = 1.86$.

SPOD correspondent à des moyennes optimales des modes DMD, pour décrire la variabilité statistique d'un écoulement turbulent.

Pour les paramètres de cavitation $\sigma \leq 1.58$, la fréquence des lâchers de nuages de vapeur est clairement visible sur les spectres SPOD. Pour $\sigma = 1.41$, le premier mode propre à une fréquence $f_{cav} = 34$ Hz fait ressortir le transport de la vapeur avec l'écoulement (figure V.17). Le mode dominant de la première harmonique $2f_{cav} = 68$ présente une longueur d'onde deux fois inférieure à celle du mode de la fondamentale f_{cav} . Les structures cohérentes représentées par les deux modes ont donc la même vitesse de phase, et correspondent au même mécanisme de lâchers des nuages. Les deuxième et troisième modes SPOD à la fréquence $f_{cav} = 34$ Hz sont plutôt bidimensionnels. En effet, comme décrit en section V.1.2.b, il arrive que lors d'un lâcher de vapeur il existe deux ou trois nuages distincts. L'analyse SPOD des écoulements avec $\sigma = 1.58$ et $\sigma = 1.36$ donne des résultats semblables à ceux présentés pour $\sigma = 1.41$.

Les longueurs de poches et fréquences caractéristiques observées par caméra rapide sont regroupées dans le tableau V.4 pour les cinq conditions d'écoulement étudiées. Pour les paramètres $\sigma \leq 1.58$, les longueurs l_{cav} présentées correspondent aux longueurs de poches attachées au moment des détachements de nuages. Ces longueurs n'étant pas constantes au fil du temps, ce sont les valeurs minimales et maximales qui sont donc relevées. Pour les cas avec lâchers de nuages, Cervone et al. [231] décrivent un Strouhal basé sur la corde St_c ne variant pas avec le nombre de cavitation σ . Au contraire, Arndt et al. [228], obtiennent une valeur constante du Strouhal basé sur la longueur de poche, $St_l \approx 0.3$. Nos mesures se rapprochent donc plutôt de ces dernières, avec $St_l \approx 0.35 - 0.4$. Les valeurs du Strouhal St_c et des longueurs de poches mesurées sont comparées à celles de Arndt et al. [228] et Lelong [7] en figure V.19. Les résultats sont en bon accord avec ceux de Arndt et al. [228], tant pour les fréquences que pour les longueurs de poches. Ces deux quantités semblent varier linéairement avec la variable $\sigma/(2\alpha)$. Les longueurs

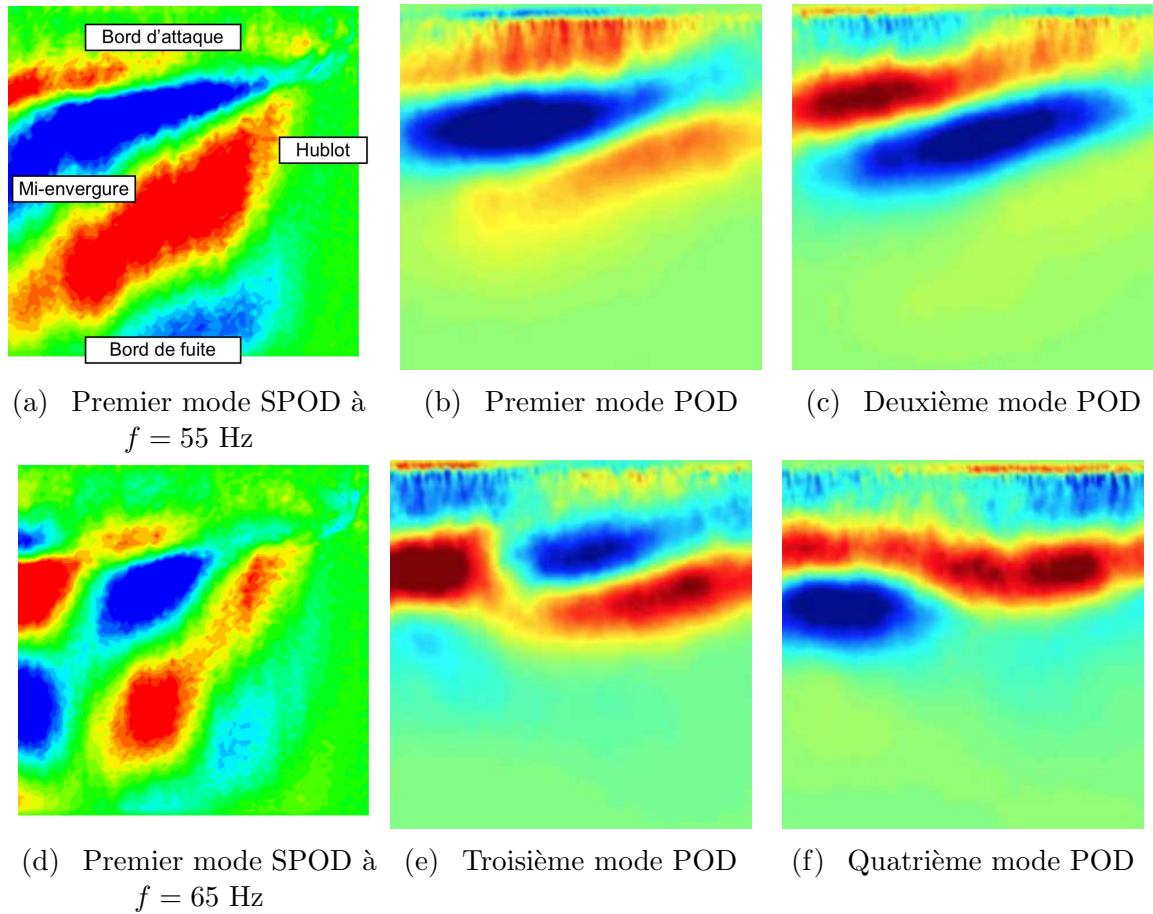


FIGURE V.16 – Comparaison des modes SPOD pour $\sigma = 1.86$ avec les modes issus de POD présentés par Prothin et al. [315]. Seulement la moitié de l'envergure est représentée.

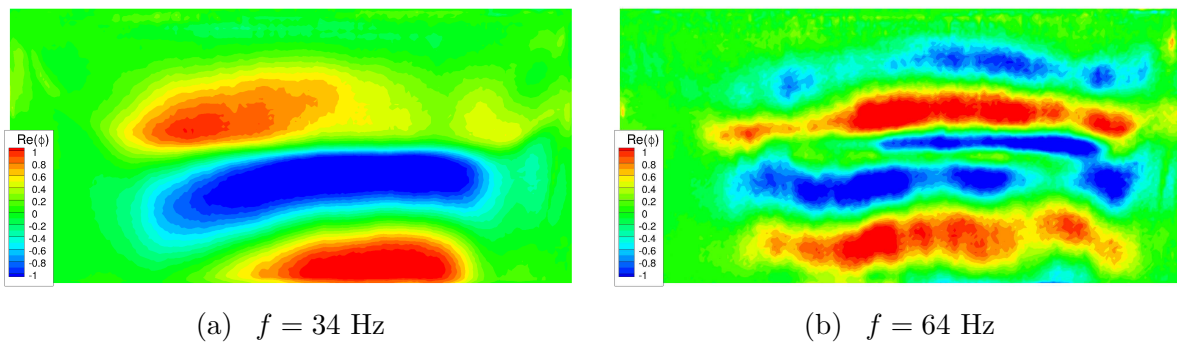


FIGURE V.17 – Premiers modes aux fréquences des pics des spectres SPOD, pour $\sigma = 1.41$.

de poches mesurées par Lelong [7] sont en revanche significativement supérieures, tandis que les fréquences associées sont inférieures à celles de Arndt et al. [228]. Ces différences proviennent vraisemblablement la présence d'un film réfléchissant servant aux mesures de vibrométrie, ajoutant de la rugosité au niveau du bord d'attaque. On observe ainsi pour $\sigma = 1.36$ un Strouhal St_c proche de 0.1 ainsi qu'une longueur de poche égale à la corde, caractéristiques du mécanisme de condensation de la poche par onde de choc à l'interface.

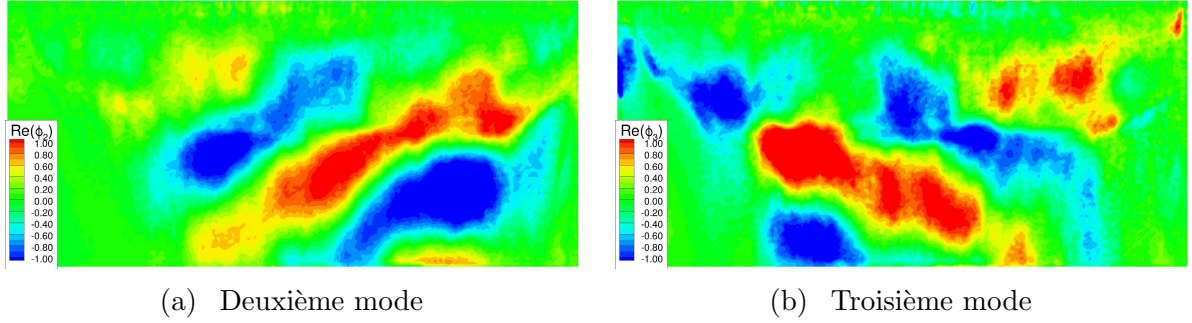


FIGURE V.18 – Deuxième et troisième modes SPOD à $f = 34$ Hz, pour $\sigma = 1.41$.

$\sigma/(2\alpha)$	Type de poche	l_{cav}/c	f_{cav} (Hz)	$St_c = f_{cav}c/U_0$	$St_l = f_{cav}l_{cav}/U_0$
7.2	attachée	0.22	5, 38 et 43	0.08, 0.63 et 0.72	0.02, 0.14 et 0.16
6.7	attachée	0.31	39, 55 et 65	0.65, 0.92 et 1.1	0.20, 0.28 et 0.33
5.7	lâchers de nuages	0.5 - 0.6	42	0.70	0.35 - 0.42
5.0	lâchers de nuages	0.6 - 0.7	34	0.57	0.34 - 0.40
4.9	lâchers de nuages	0.7 - 0.8	32	0.53	0.37 - 0.43

TABLE V.4 – Caractéristiques des poches de cavitation pour les paramètres $\sigma/(2\alpha)$ étudiés.

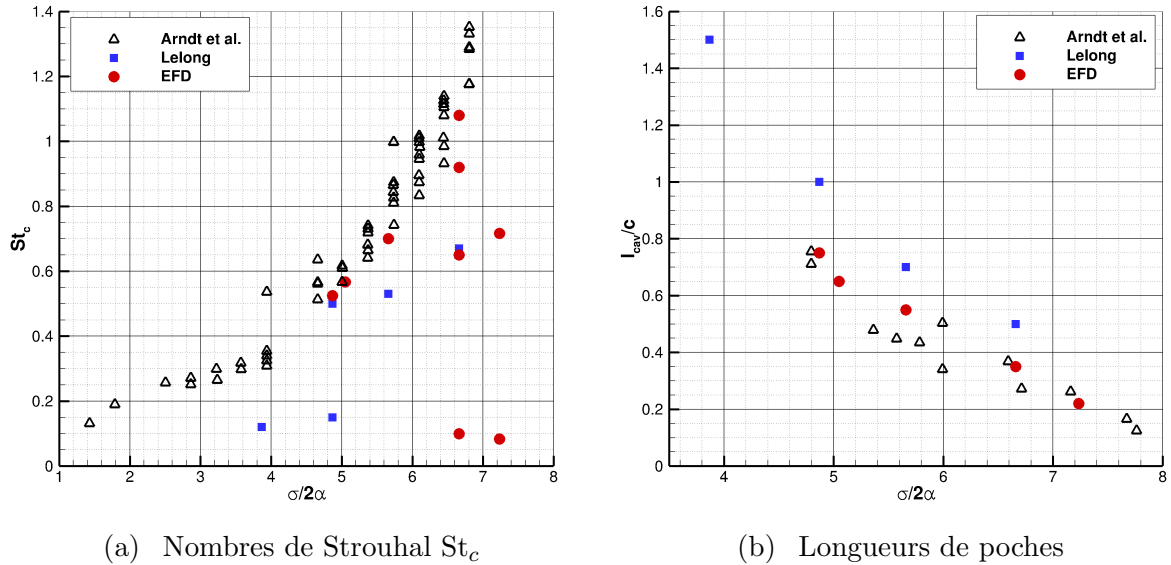


FIGURE V.19 – Comparaison des nombres de Strouhal basés sur la corde et longueurs de poches avec les mesures de Arndt et al. [228] et Lelong [7].

V.1.2.b Lâchers de vapeur et jet re-entrant

Pour $\sigma = 2.02$ et $\sigma = 1.86$, où la poche reste attachée au bord d'attaque, de petits lâchers de vapeur sont visibles dans le sillage de la cavité (figure V.10a). Ces lâchers semblent constitués d'amas de bulles, qui se transforment rapidement en tourbillons en épingle à cheveux. Ces tourbillons dans le sillage d'une poche attachée sont aussi observés expérimentalement par Gopalan et Katz [196] et Croci et al. [383], et dans des simulations LES par Chen et al. [384] et Dittakavi et al. [385]. Ces derniers montrent que ces lâchers peuvent s'expliquer par la création d'un couple barocline en fermeture de poche.

Des petites vaguelettes sont également visibles à l'interface liquide-vapeur. Ces ondes ressemblent aux ondes de Tollmien-Schlichting (Chen et al. [386]), apparaissant dans les mécanismes de transition laminaire-turbulent. Ces ondes de Tollmien-Schlichting sont par exemple à l'origine de lâchers de vortex dans le sillage d'un bulbe de séparation laminaire (Ducoin et al. [387]). Il n'est pas exclu que ces ondes puissent être à l'origine de structures tourbillonnaires en fin de poche, générant ainsi les détachements de petits amas de bulles. Des lâchers de vapeur plus importants existent aussi pour ces nombres de cavitation, dont deux sont visibles sur la figure V.10b. L'analyse des images de caméra suggère que ces lâchers développés soient causés par l'impact de bulles sur la cavité. Ces bulles se forment en amont du profil et sont transportées par l'écoulement jusqu'à la poche de vapeur. L'impact d'une bulle à l'origine d'un lâcher de vapeur est illustré en figure V.20.

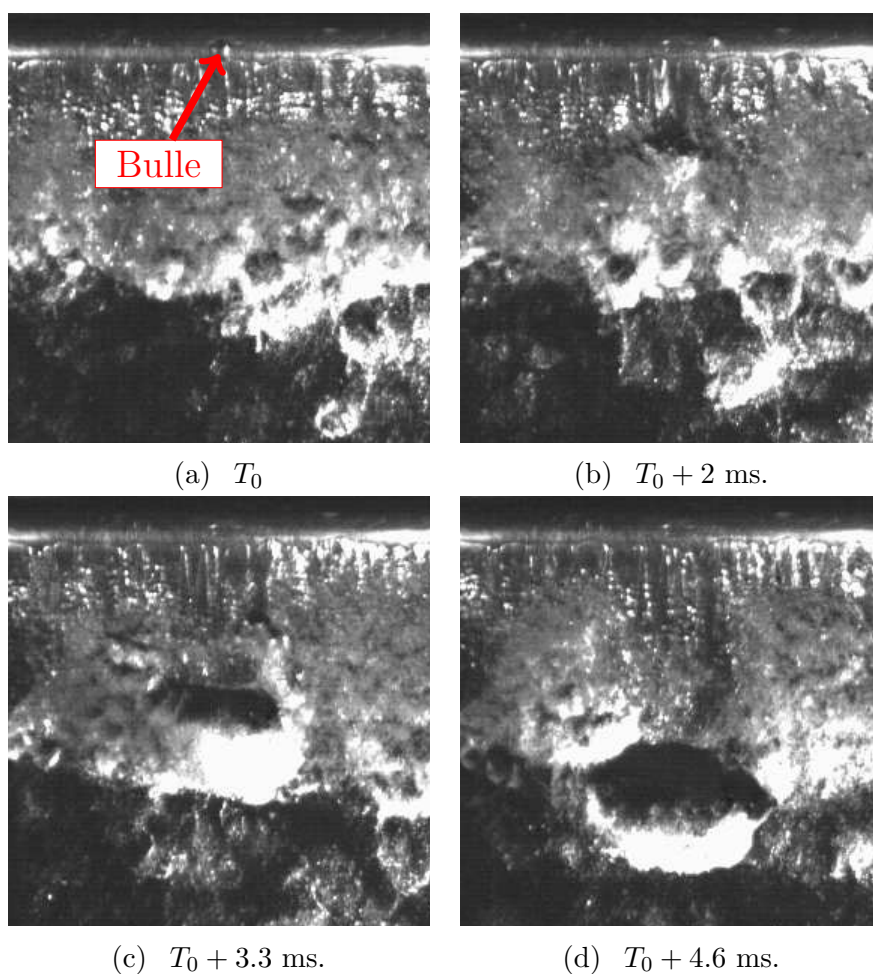


FIGURE V.20 – Images de l'impact d'une bulle sur la poche, provoquant un petit lâcher de vapeur.

Pour de petites valeurs de σ , un mécanisme cyclique de lâchers très importants de vapeur se met en place. Les images de caméra d'un cycle typique sont données en figure V.21. En T_0 , la poche attachée au bord d'attaque grandit jusqu'à environ 50% de la corde. Pendant la croissance de la poche, un jet re-entrant existe sous la cavité et progresse vers le bord d'attaque. En T_1 , le jet atteint le bord d'attaque et provoque le détachement de la poche de vapeur. On observe alors un lâcher de nuage de vapeur (T_2), tandis que la poche attachée au bord d'attaque a quasiment disparu. Le nuage de vapeur est alors entraîné

par l'écoulement vers le bord de fuite, à une vitesse inférieure à la vitesse U_0 (Kubota et al. [225]). Au même moment une nouvelle poche se développe au bord d'attaque, avec la création d'un nouveau jet re-entrant.

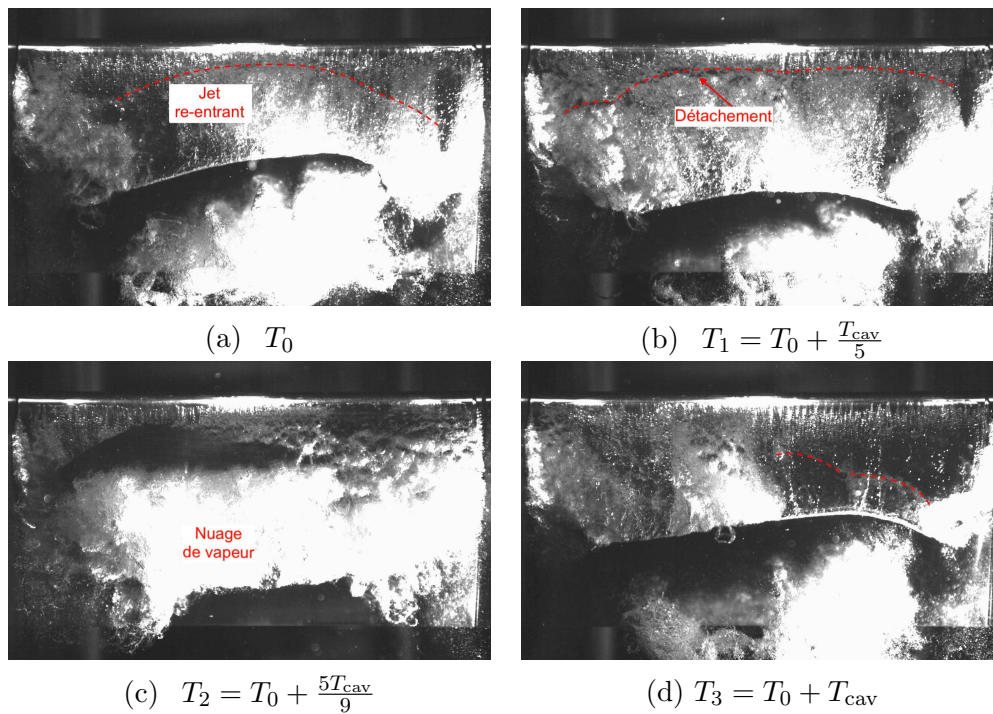


FIGURE V.21 – Images de caméra décrivant un lâcher de nuage de vapeur primaire ($\sigma = 1.41$).

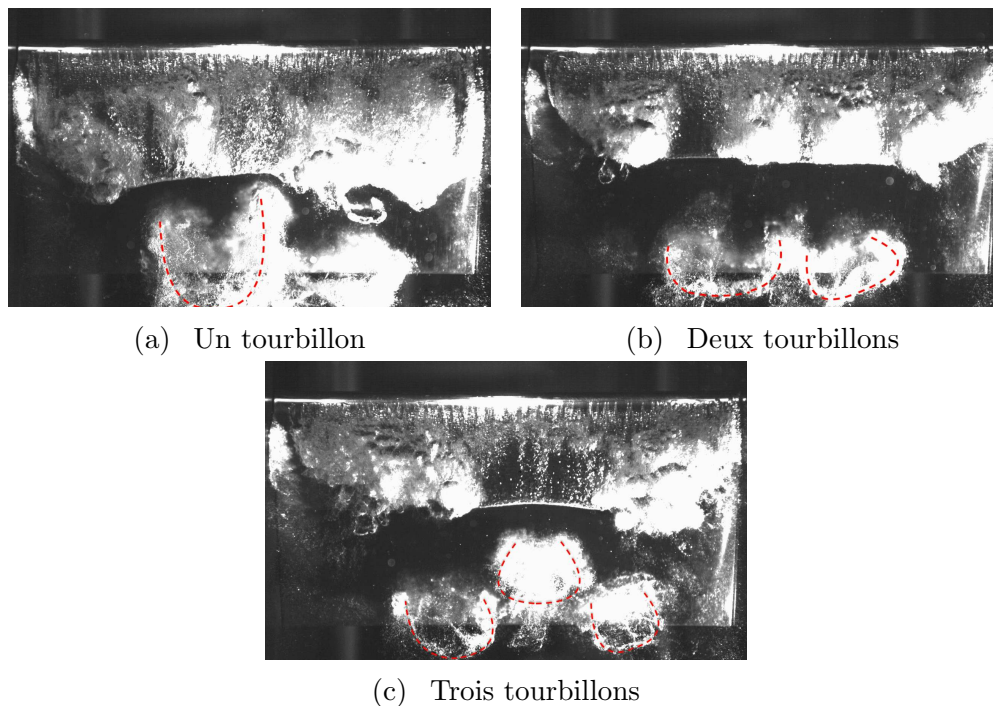


FIGURE V.22 – Structures tourbillonnaires en U (aussi appelées tourbillons en croissant ou en fer à cheval) du nuage de vapeur.

Le nuage de vapeur ainsi formé semble se transformer en structure tourbillonnaire, contenant un amas de petites bulles de vapeur. Ce tourbillon prend la forme d'un crois-sant (Kubota et al. [225]) ou d'un U (Kawanami [388]), visible sur la figure V.22a. Les simulations numériques réalisées par Saito et al. [206] suggèrent que la forme de ce tourbillon peut être causée par la présence des parois latérales de la veine. Au contraire, les simulations LES présentées par Arabnejad et al. [389] prouvent qu'un tourbillon en U se forme sans présence de parois. Une étude approfondie des images de caméra montre qu'il peut en fait exister plusieurs tourbillons simultanément (figures V.22b et V.22c). Ces structures de nuages différentes peuvent s'expliquer par l'analyse des jets re-entrant à l'origine de leur formation. On peut par exemple observer la formation de deux jets simultanés en figure V.23b, similaires à ceux décrits par Sakoda et al. [390]. En plus du jet re-entrant primaire majoritairement responsable des détachements de nuages, la présence de jets secondaires est mise en évidence par Arabnejad et al. [389] et illustrée en figure V.23a. Les auteurs expliquent en détails comment la condensation de vapeur dans la partie amont du nuage peut faire apparaître localement un jet secondaire, lui-même à l'origine d'une perturbation de la poche, et ainsi retarder localement le jet re-entrant primaire. Ils proposent également trois catégories de détachements de vapeur secondaires. Le premier type de détachement secondaire (figure V.24a) est dû à l'interaction entre le jet primaire et la zone de fermeture de poche. Le second type de détachement apparaît lorsque la poche est perturbée par le jet re-entrant secondaire (figure V.24b). Enfin, des tourbillons remplis de bulles sont visibles en aval du nuage de vapeur, comme illustré en figure V.24c.

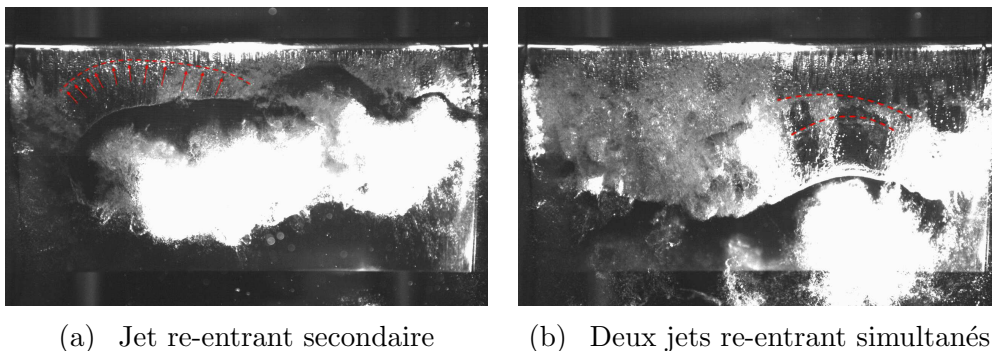


FIGURE V.23 – Exemples des différents jets re-entrant observés sur les images de caméra.

Pour le paramètre de cavitation le plus bas $\sigma = 1.36$, la dynamique de la cavitation devient parfois très asymétrique. On observe alors une alternance de lâchers de nuages sur une moitié ou l'autre de l'envergure (figure V.25). Sur chaque moitié de l'envergure, des nuages moins importants se détachent à une fréquence deux fois plus importante que la fréquence de lâcher unique f_{cav} . Il est possible que pour ce paramètre de cavitation la force du jet re-entrant secondaire soit assez importante pour déclencher le détachement local d'un nuage de vapeur assez important. Une dynamique similaire à celle présentée précédemment se met alors en place de part et d'autre de l'envergure. Notons que ce phénomène ne dure généralement pas plus de quelques périodes, avant de retrouver un mécanisme à un seul nuage.

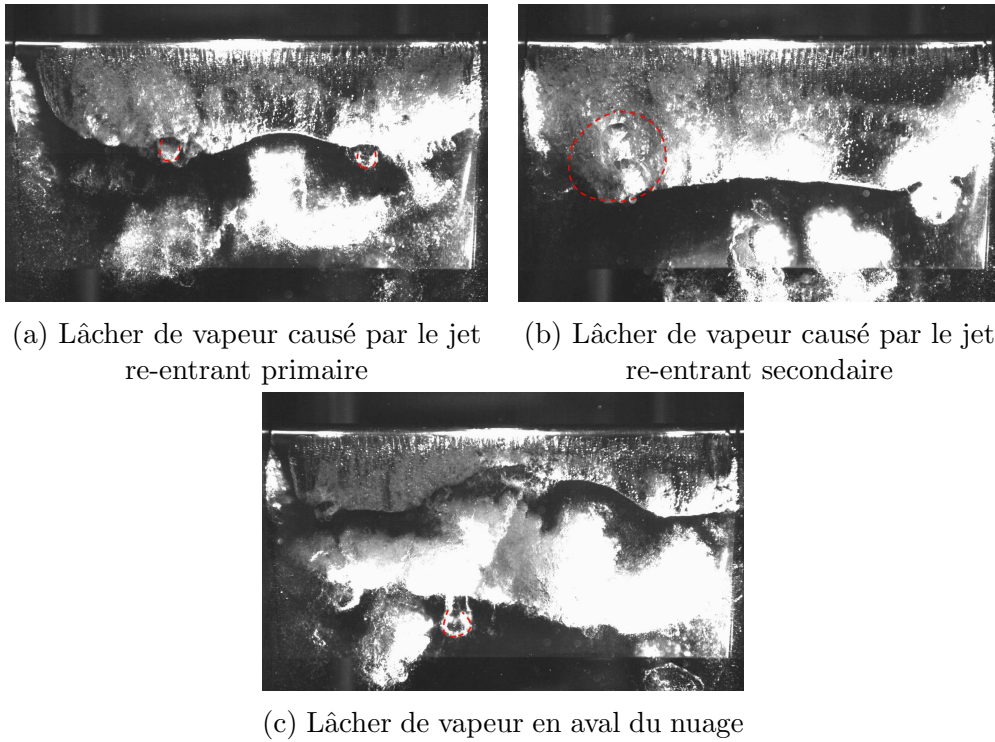


FIGURE V.24 – Les différents mécanismes de lâchers de vapeur présentés par Arabnejad et al. [389].

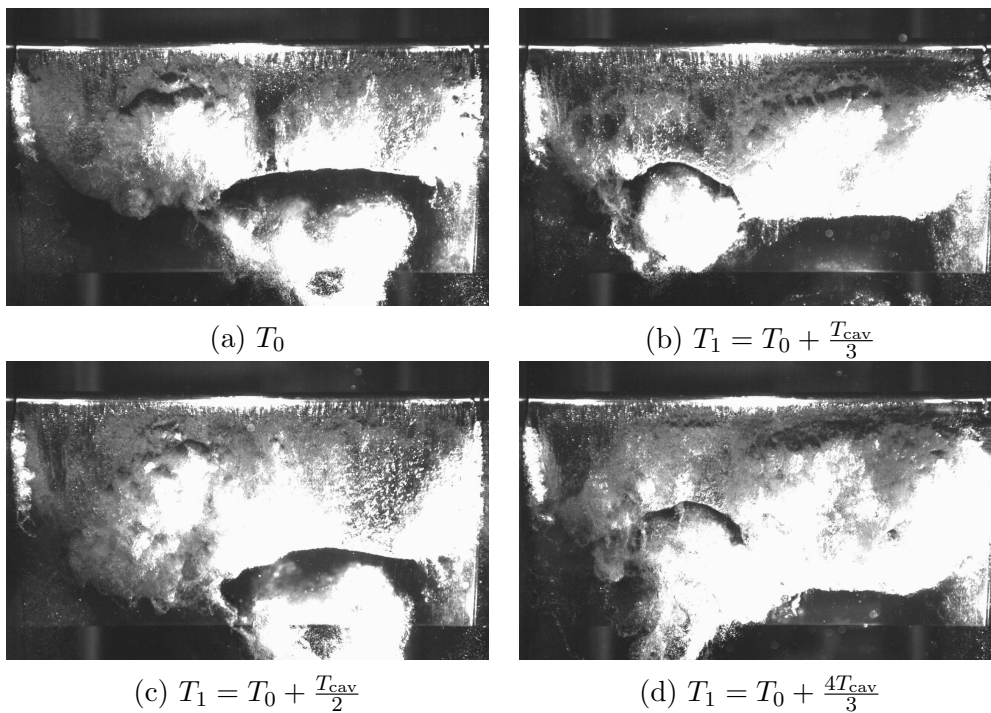


FIGURE V.25 – Images de lâchers de vapeur asymétriques.

V.1.2.c Coefficients hydrodynamiques

Les coefficients de portance et de traînée ont été mesurés à l'aide de la balance hydrodynamique pour les cinq paramètres de cavitation σ . Les mesures, d'une durée de 50

secondes, permettent d'estimer les densités spectrales de puissance (PSD) des coefficients hydrodynamiques. Ces densités sont calculées avec la méthode de Welch [391], à l'aide de signaux dont la durée est une seconde et d'un recouvrement de 50%. Les PSD des coefficients de portance et traînée sont présentées en figure V.26 pour les différents σ . Pour $\sigma = 2.02$ un pic est visible à la fréquence $f = 44$ Hz, en accord avec les spectres issus des images de caméra. Pour $\sigma = 1.86$ on retrouve comme dans les spectres SPOD des amplitudes relativement importantes pour des fréquences comprises entre 39 Hz et 62 Hz. On peut toutefois observer pour ces deux valeurs de σ des pics à basses fréquences, et un large pic à $f = 90$ Hz. Ces pics sont déjà présents sur la densité spectrale de l'écoulement subcavitant, et ne semblent pas varier avec la vitesse d'écoulement. Ils correspondent donc à des fréquences caractéristiques du tunnel et de la balance et constituent du bruit de mesure. Les variations des signaux de la balance pour $\sigma = 2.02$ et $\sigma = 1.86$ étant dominées par du bruit, elles ne permettent pas de rendre compte de l'évolution des coefficients hydrodynamiques dans le temps. Cela s'applique également au coefficient de traînée, pour lequel une fréquence caractéristique de la balance est également visible autour de 110 Hz. Ces mesures permettent cependant de calculer les valeurs moyennes des coefficients.

Pour les écoulements avec détachements de nuages de vapeur ($\sigma \leq 1.58$), les densités spectrales du coefficient de portance comportent un pic important autour des fréquences de lâchers mesurées à l'aide de la caméra rapide, ainsi que ses trois premières harmoniques. Bien que l'amplitude du pic à f_{cav} soit le plus important, certaines harmoniques semblent interagir avec le pic à 90 Hz. C'est le cas de la deuxième harmonique pour $\sigma = 1.58$ et des troisièmes harmoniques pour $\sigma = 1.41$ et $\sigma = 1.36$. Cela est particulièrement visible sur les spectres du coefficient de traînée, pour lesquels l'amplitude maximale est obtenue à la fréquence 110 Hz. Notons que les amplitudes de basses fréquences autour de 10 Hz augmentent considérablement lorsque la valeur de σ diminue.

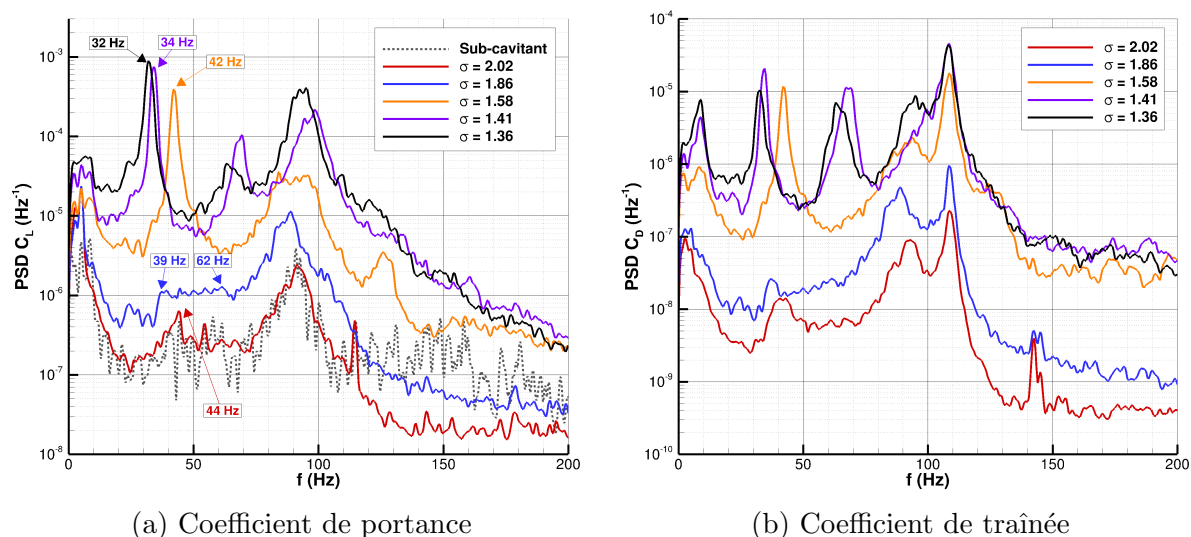


FIGURE V.26 – Densités spectrales de puissance des coefficients hydrodynamiques expérimentaux.

Afin d'analyser l'évolution temporelle des fréquences caractéristiques des lâchers de nuages, les spectrogrammes des coefficients de portance ont été calculés à l'aide de transformées de Fourier à court terme (STFT). La figure V.27 montre que la fréquence dominant les fluctuations de portance demeure la fréquence des lâchers de nuages. De petites

oscillations de ces fréquences au cours du temps sont visibles sur les spectrogrammes, en particulier pour $\sigma = 1.41$.

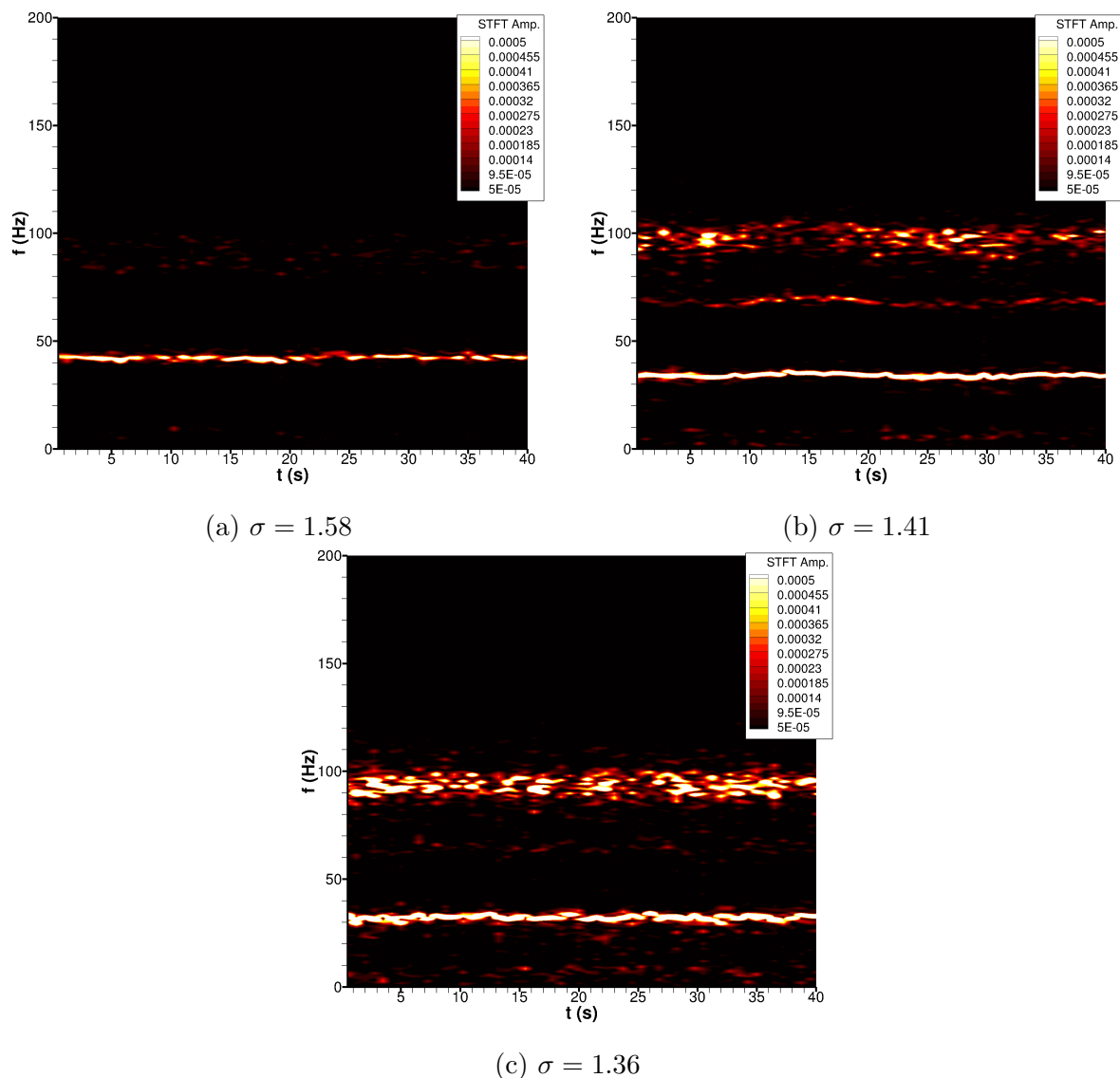


FIGURE V.27 – Spectrogrammes du coefficient de portance pour les écoulements avec lâchers de nuages.

Les variations de portance et de traînée mesurées par la balance pendant une demi-seconde sont tracées en figure V.28 pour les trois paramètres de cavitation les plus bas. Comme suggéré par les densités spectrales de puissance, les coefficients de portance sont constitués d'oscillations aux fréquences des lâchers de nuages, auxquelles se superposent les premières et deuxièmes harmoniques. La deuxième harmonique est particulièrement visible pour $\sigma = 1.36$. En effet, la fréquence de celle-ci est égale à 96 Hz, et interagit donc avec le mode de la balance autour de 90 Hz. Les coefficients de traînée sont en revanche fortement affectés par les oscillations à la fréquence caractéristique de 110 Hz de la balance. Les valeurs moyennes de la portance ont tendance à légèrement diminuer avec le paramètre σ , mais restent toutefois supérieures à celle mesurée en écoulement subcavitant sur le profil lisse. Le coefficient de traînée moyen augmente significativement, il est multiplié par 2 entre $\sigma = 2.02$ et $\sigma = 1.36$. Comme évoqué par la figure V.28, les

écarts types des deux coefficients augmentent considérablement lorsque des détachements de nuages de vapeur sont présents dans l'écoulement.

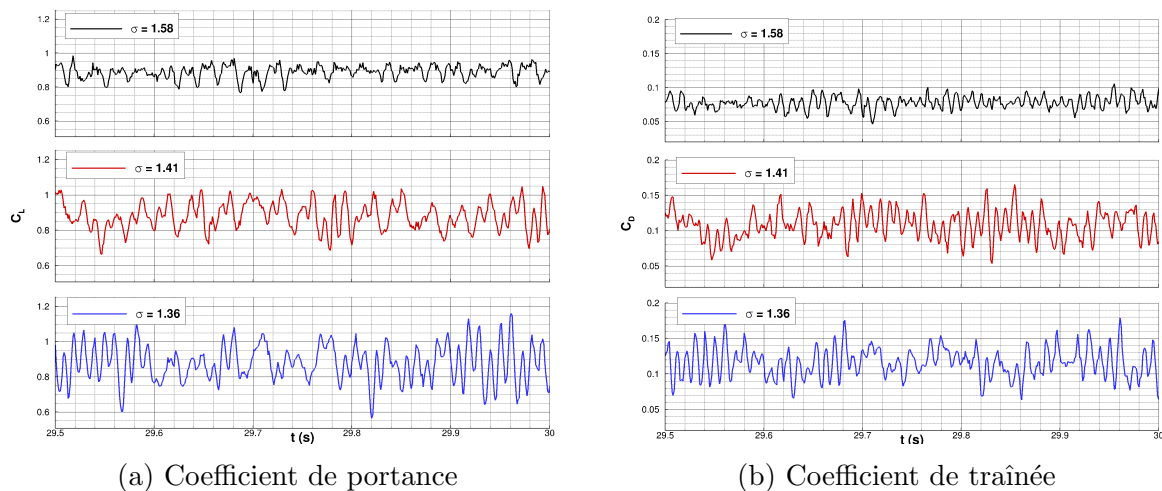


FIGURE V.28 – Coefficients de portance et de traînée mesurés pour $\sigma = 1.41$.

σ	\bar{C}_L	\bar{C}_D	$\sigma(C_L)$	$\sigma(C_D)$
2.02	0.897	0.046	0.012	0.003
1.86	0.890	0.054	0.018	0.004
1.58	0.870	0.079	0.049	0.013
1.41	0.867	0.105	0.079	0.021
1.36	0.870	0.115	0.096	0.021

TABLE V.5 – Moyennes et écarts types des coefficients de portance et de traînée en écoulement cavitant.

La finesse du profil, définie comme le ratio de la portance sur la traînée, permet d'évaluer les performances du profil. Les valeurs de la finesse en régime subcavitant ($\sigma = 3$) et en régimes cavitant sont tracées en figure V.29. L'apparition de la cavitation augmente fortement le coefficient de traînée et diminue donc la finesse du profil. En régime cavitant, la finesse évolue presque linéairement avec le paramètre σ . L'extrapolation linéaire de la finesse atteint la valeur du régime subcavitant pour $\sigma \approx 2.5$, proche de la valeur d'apparition de la cavitation à $\sigma = 2.62$.

Les contributions des oscillations à la fréquence fondamentale et de celles de ses deux premières harmoniques sur le coefficient de portance sont présentées en figure V.30 pour $\sigma = 1.41$. Ces contributions sont obtenues à l'aide d'un filtre passe-bande autour des fréquences à 34 Hz, 68 Hz et 102 Hz. Le signal reconstruit par la somme de ces trois contributions est tracé en rouge sur le graphique du haut. Le signal reconstruit est plutôt proche du signal original, confirmant que la fondamentale et ses deux premières harmoniques sont les contributions majoritaires des variations de portance. Tandis que l'amplitude de la fondamentale à 34 Hz est presque constante dans le temps, les amplitudes des deux harmoniques sont variables. Ces variations sont plus importante pour la deuxième harmonique, dont l'amplitude s'intensifie durant de courte durée. Il est possible que ces augmentations soudaines soient dues à un accrochage fréquentiel de la troisième harmonique avec le mode de la balance à 90 Hz.

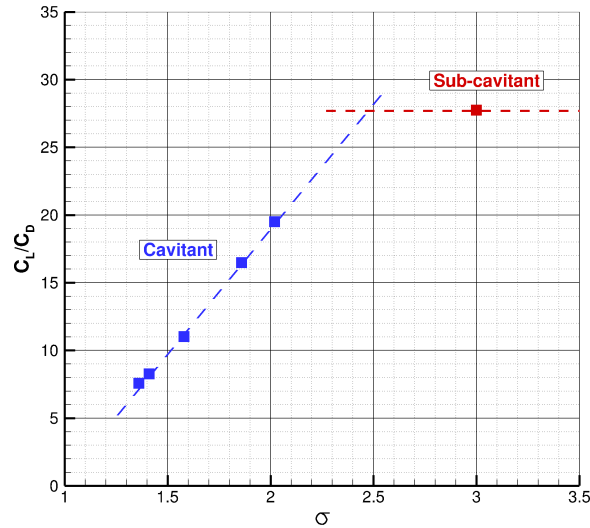


FIGURE V.29 – Finesse du profil C_L/C_D en fonction du paramètre de cavitation σ .

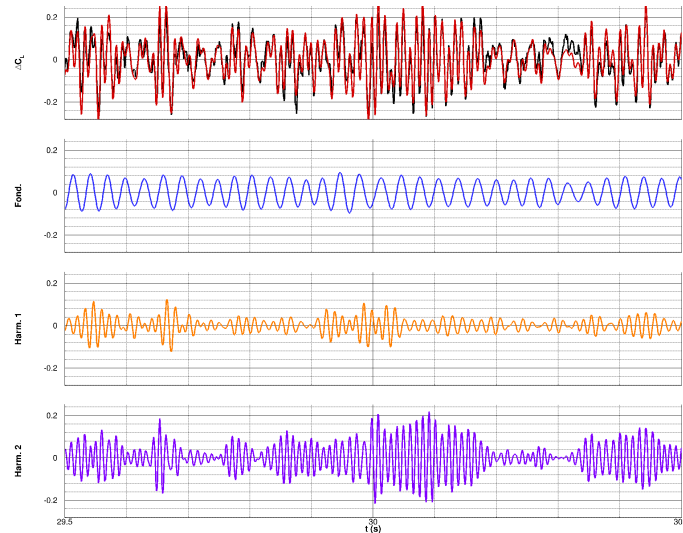


FIGURE V.30 – Contributions des deux premières harmoniques du signal de portance pour $\sigma = 1.41$.

V.1.3 Simulations numériques 2D préliminaires

Des simulations 2D ont été réalisées afin d’analyser l’influence des modèles de cavitation et de turbulence sur les résultats. Deux écoulements sont considérés, correspondant à une poche attachée, pour $\sigma = 2.02$, et des lâchers de nuages, pour $\sigma = 1.41$. La vitesse est fixée à $U_0 = 6$ m/s. Les calculs ont été effectués sur le maillage M7_{2D}, le pas de temps étant fixé à $\Delta t = 2.5 \times 10^{-5}$ s. Les résultats obtenus sur la dernière demi-seconde de l’écoulement simulé sont utilisés pour calculer les valeurs moyennes. L’objectif de cette section n’est pas de proposer une analyse détaillée de chaque modèle, mais plutôt de justifier les modèles et paramètres choisis pour les simulations 3D.

V.1.3.a Influence du modèle de cavitation

Les poches de vapeur prédites par les six modèles de cavitation décrits en section III.2.3 pour $\sigma = 2.02$ sont présentées en figure V.31. Hormis le modèle de Singhal,

les cinq autres modèles prédisent bien une poche attachée au bord d'attaque. Pour ces modèles, les longueurs de poche obtenues sont en accord avec les mesures expérimentales ($l_{\text{cav}}/c = 0.22$), variant entre 15% et 20% de la corde. Tous les modèles (sauf celui de Singhal) donnent une zone de recirculation sous la poche de vapeur, dont le centre se situe plutôt en fin de poche. Le modèle de Zwart prédit une poche d'épaisseur plus importante que celles des autres modèles, pour lesquels la poche est plutôt mince. La poche de vapeur très réduite pour le modèle de Singhal, avec des fractions volumiques de vapeur α_v ne dépassant pas 0.5. Ce résultat est plutôt surprenant et il n'est pas exclu que son origine soit une erreur dans l'implémentation du modèle.

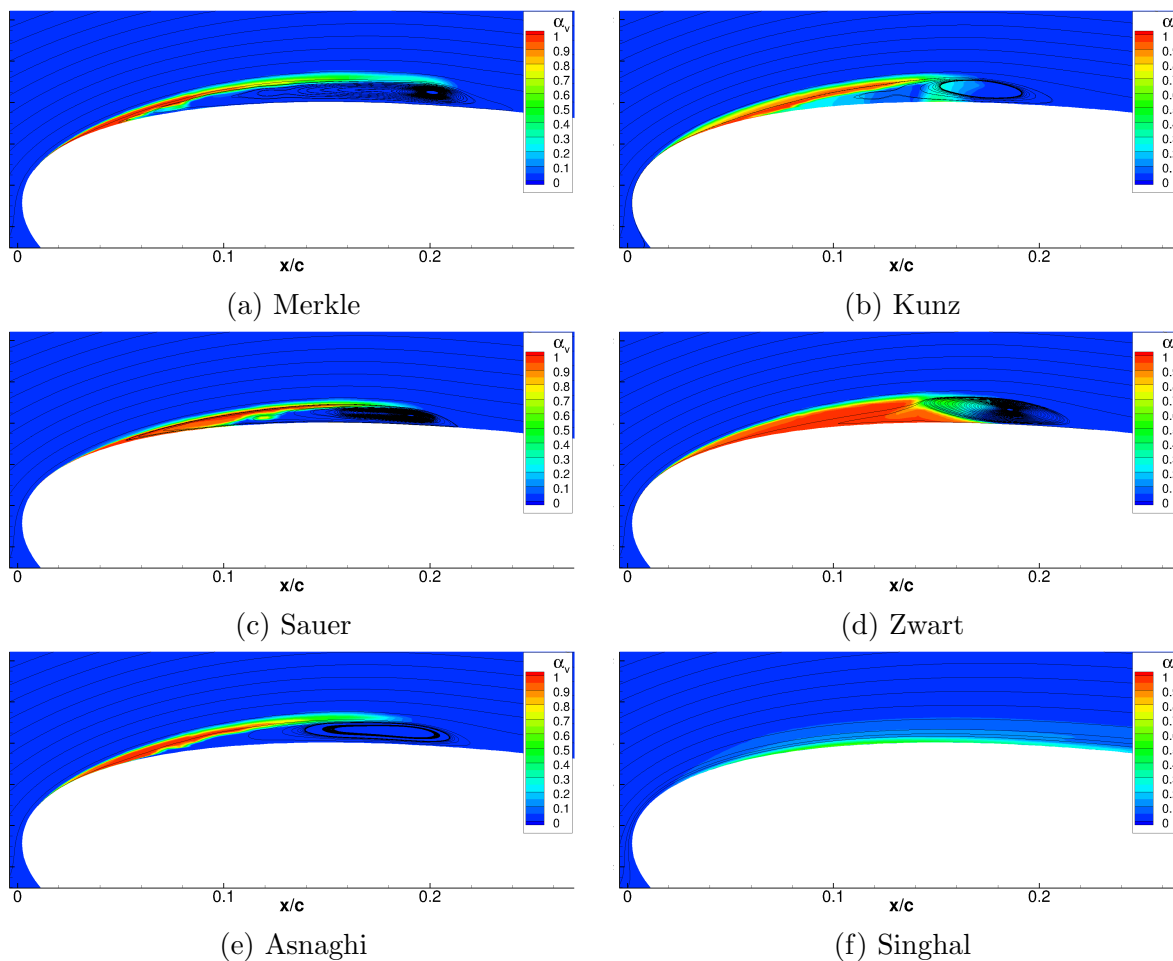


FIGURE V.31 – Poche de cavitation obtenue avec différents modèles de cavitation pour $\sigma = 2.02$.

Les coefficients de portance et de traînée calculés pour chaque modèle (sauf le modèle de Singhal) sont tracés en figure V.32. Pour les modèles de Merkle, Kunz et Sauer la fréquence principale des oscillations se trouve autour de 40 Hz, comme dans les expériences. Cette fréquence est plutôt autour de 120 Hz pour le modèle d'Asnaghi, tandis que le modèle de Zwart ne prédit pas de variations significatives des coefficients hydrodynamiques. Les valeurs moyennes des modèles de Merkle, Kunz, Zwart et Asnaghi (tableau V.6) ne diffèrent que de 1.5% sur la portance et 4.2 % sur la traînée. Le modèle de Sauer prédit un coefficient de portance plus élevé (+5.5% environ) et un coefficient de traînée inférieur de presque 15%. Les coefficients moyens obtenus avec le modèle de

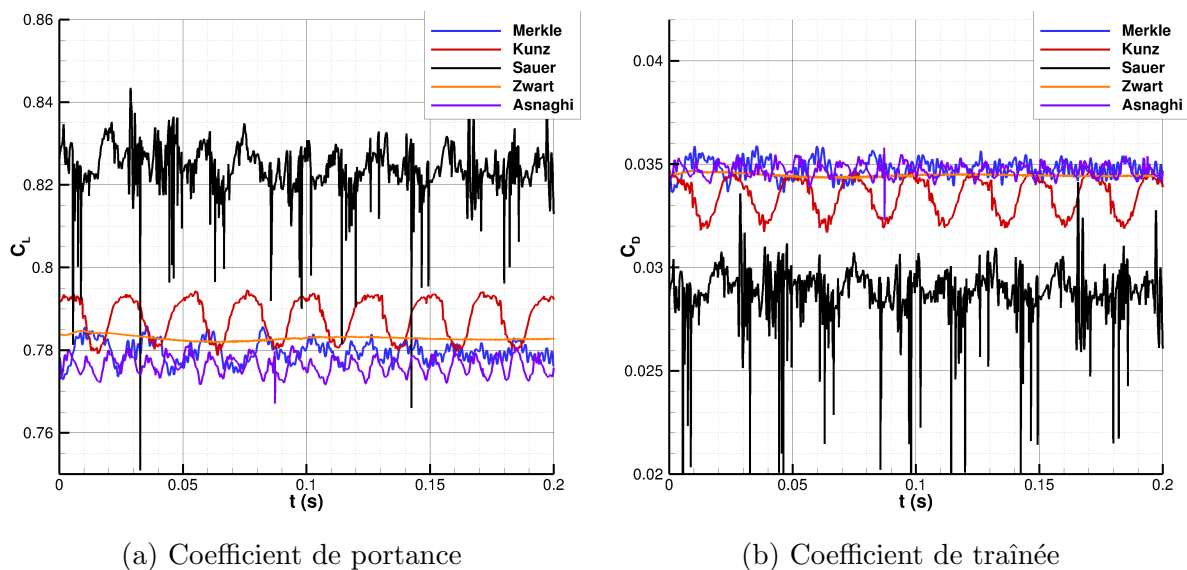


FIGURE V.32 – Coefficients hydrodynamiques prédits par les différents modèles de cavitation (sauf celui de Singhal) pour $\sigma = 2.02$.

Singhal sont proches de ceux en écoulement subcavitant, la poche n'étant pas développée dans la simulation.

Modèle	\bar{C}_L	\bar{C}_D
Merkle	0.780	0.0348
Kunz	0.788	0.0334
Sauer	0.825	0.0290
Zwart	0.783	0.0345
Asnaghi	0.776	0.0347
Singhal	0.898	0.0245

TABLE V.6 – Coefficients hydrodynamiques moyens prédits par les modèles de cavitation à $\sigma = 2.02$.

Les distributions moyennes du coefficient de pression de la figure V.33 ($-C_p$ en ordonnée), permettent d'expliquer ces différences. Les coefficients de pression des modèles de Merkle et Asnaghi sont semblables, avec un gradient adverse de pression autour de $x/c=0.2$ plus progressif que ceux des modèles de Kunz et Zwart. Le coefficient de pression le plus bas existant pour ces quatre modèles ne dépasse que très peu la valeur $-C_p = \sigma$, alors que le modèle de Sauer montre un coefficient minimal autour de -2.4 près du bord d'attaque. Ces valeurs inférieures au paramètre de cavitation σ sont à l'origine du coefficient de portance plus élevé pour le modèle de Sauer. La vapeur de la poche de cavitation est plutôt supposée être à la pression de vapeur saturante p_{vap} , et ces valeurs ne semblent donc pas physiques. Notons toutefois, qu'un gradient adverse de pression doit exister près du bord d'attaque pour obtenir les zones de recirculation visibles en figure V.31. Ce gradient existe pour les autres modèles mais son intensité est bien plus faible. Le modèle de Sauer prédit tout de même le coefficient de portance le plus proche de la valeur mesurée avec la balance du tunnel ($C_L = 0.897$). En réalité, il est probable que la pression moyenne n'augmente pas aussi brusquement que dans les simulations en aval de la poche

($x/c \approx 0.2$). En effet, des bulles sont visibles dans le sillage de la poche, suggérant que la pression reste au moins localement proche de la pression p_{vap} .

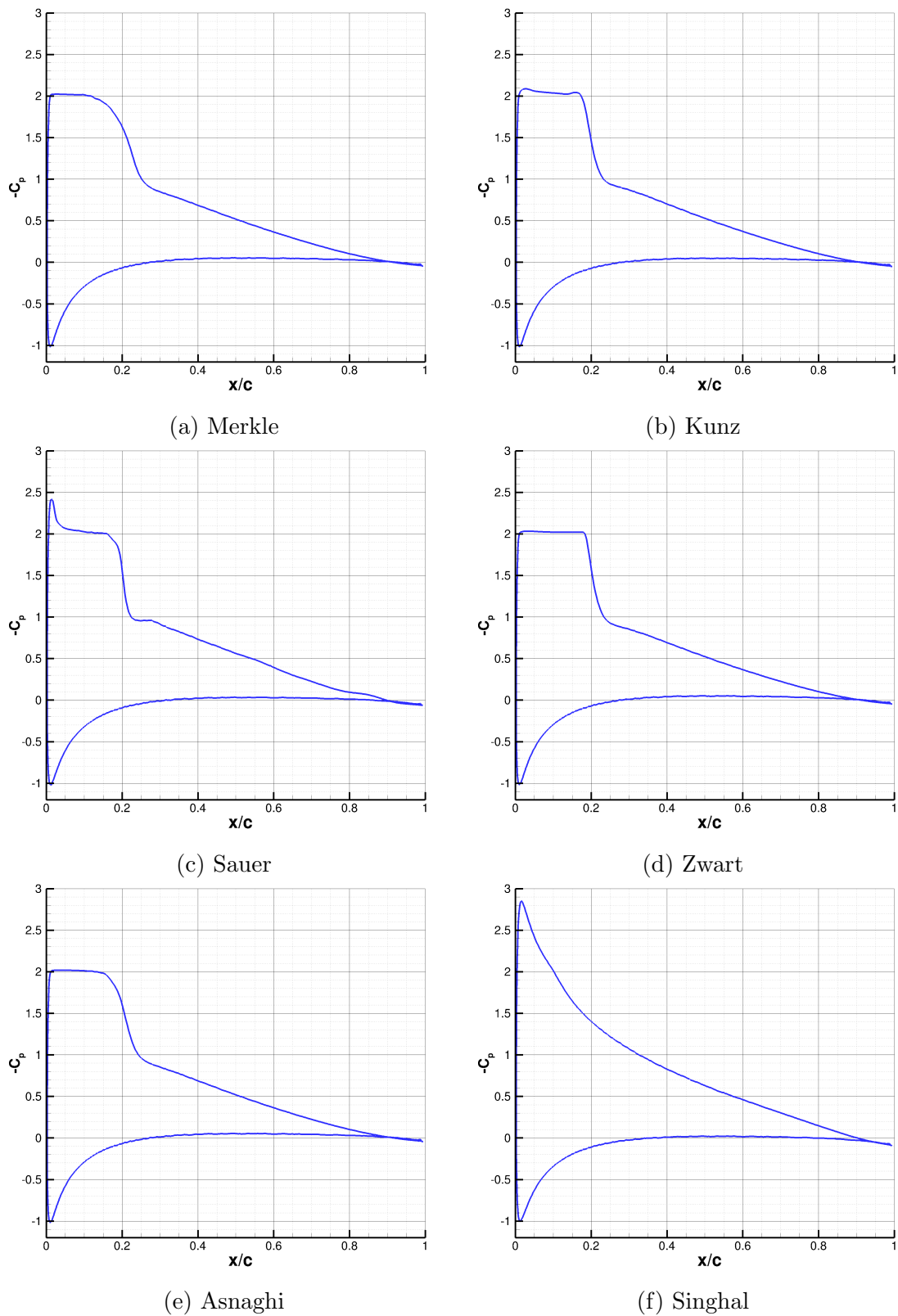


FIGURE V.33 – Distributions du coefficient de pression sur le profil, pour différents modèles de cavitation ($\sigma = 2.02$).

La plupart des modèles prédisent bien des lâchers de nuages pour $\sigma = 1.41$. Seul le modèle de Singhal donne une poche qui reste constamment attachée, soutenant l'hypothèse d'une erreur d'implémentation. Les coefficients hydrodynamiques pour $\sigma = 1.41$ sont présentés en figure V.34 pour les différents modèles. Les courbes étant décalées pour faciliter la vue d'ensemble, les valeurs en ordonnées ne sont pas représentées. L'échelle est cependant la même pour chaque courbe et les valeurs moyennes des coefficients sont regroupées dans le tableau V.7. Les variations des coefficients de portance sont globalement similaires pour les modèles de Merkle, Kunz, Sauer et Zwart. On retrouve des oscillations à la fréquence des lâchers de nuages de vapeur ainsi que leurs harmoniques. Les fréquences des lâchers calculées à l'aide des transformées de Fourier des signaux de portance sont également données dans le tableau V.7. Les quatre premiers modèles prédisent des fréquences autour de 30 Hz, tandis que la fréquence des lâchers pour le modèle d'Asnaghi se trouve autour de 20 Hz. Pour le modèle de Singhal, la fréquence des oscillations de la poche attachée est égale à 6 Hz. La prédiction de la fréquence de lâchers par le modèle de Kunz se rapproche le plus de la valeur expérimentale, $f_{cav} = 34$ Hz. Cependant, les coefficients hydrodynamiques montrent aussi l'apparition d'une fréquence inférieure à 10 Hz à partir de $t = 0.7$ s. Comme pour le modèle de Singhal, cette basse fréquence est associée aux oscillations d'une poche attachée. En effet, les résultats de simulation avec le modèle de Kunz montrent que la poche reste parfois attachée pendant quelques dixièmes de secondes, avant que les lâchers ne reprennent.

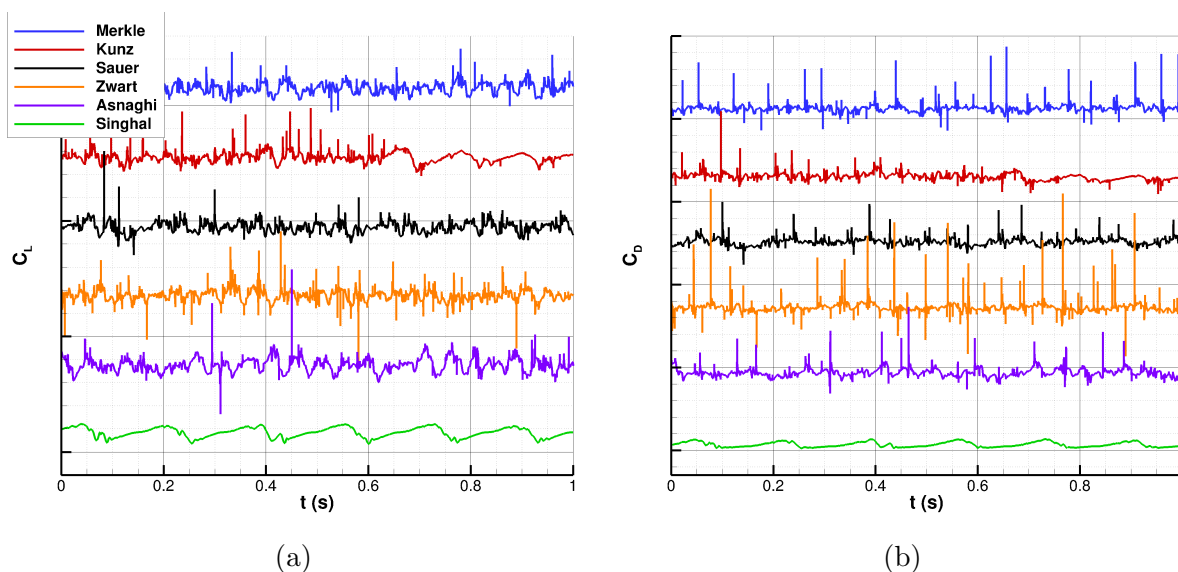


FIGURE V.34 – Coefficients hydrodynamiques prédits par les différents modèles de cavitation pour $\sigma = 1.41$.

Les variations temporelles du volume total de vapeur dans l'écoulement (figure V.35) montrent qu'avec le modèle de Kunz, le volume de vapeur est bien inférieur à celui des autres modèles, même lorsque des lâchers de nuages existent ($t < 0.1$ s.). Au contraire, la simulation utilisant le modèle d'Asnaghi prédit le maximum de vapeur. Ces simulations permettent de dégager une tendance : plus la poche de cavitation est développée, plus la fréquence des lâchers est faible. Cela est cohérent avec les données expérimentales, pour lesquelles la fréquence f_{cav} diminue lorsque le paramètre σ diminue, c'est à dire lorsque la longueur maximale de poche augmente. Remarquons que pour les modèles Merkle, Sauer et Zwart, les écarts entre les coefficients moyens ne dépassent pas 3% sur la portance et

Modèle	\bar{C}_L	\bar{C}_D	f_{cav} (Hz)
Merkle	0.747	0.126	27
Kunz	0.735	0.102	30
Sauer	0.729	0.115	27
Zwart	0.750	0.120	27
Asnaghi	0.759	0.137	20
Singhal	0.841	0.070	6

TABLE V.7 – Coefficients hydrodynamiques moyens prédits par les modèles de cavitation à $\sigma = 1.41$.

10% sur la traînée. Pour ces trois modèles, la fréquence des lâchers est égale à 27 Hz (± 2 Hz).

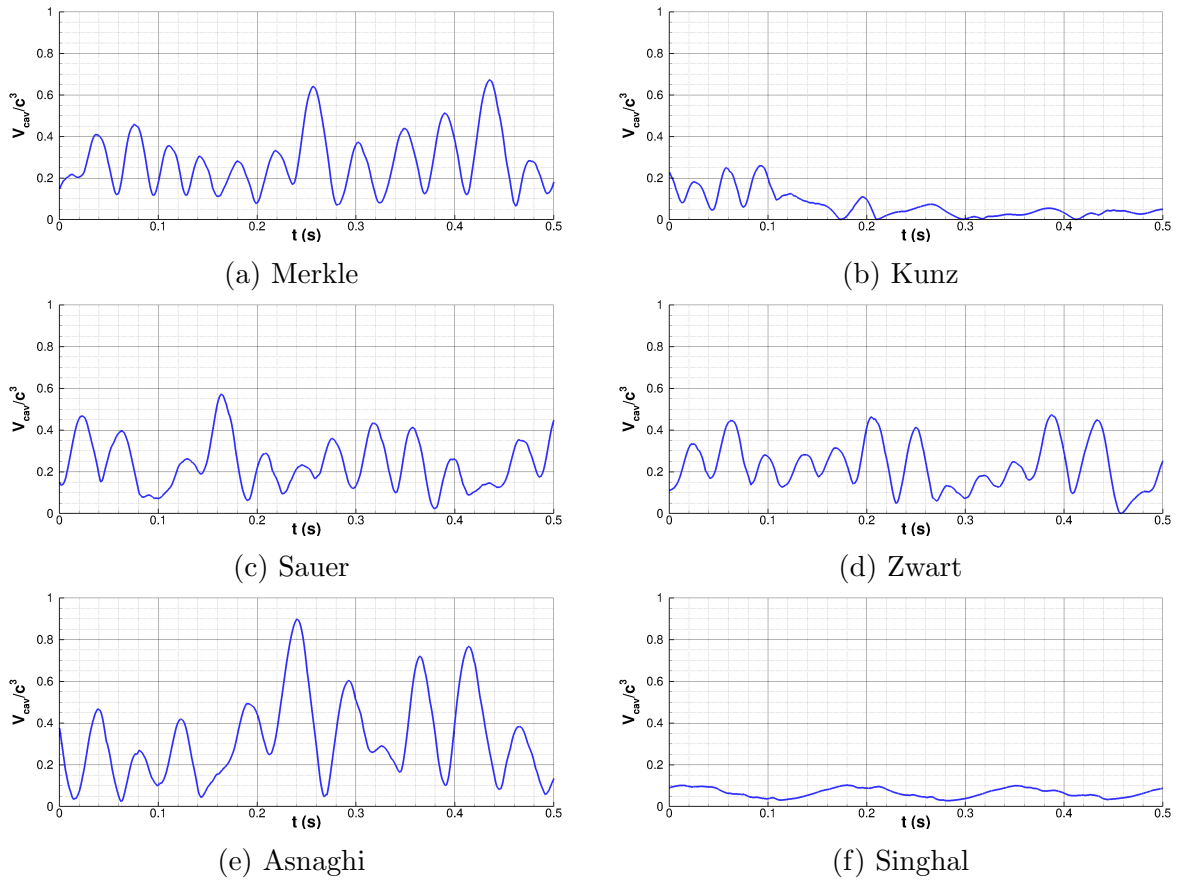


FIGURE V.35 – Volumes de vapeur prédits par les modèles de cavitation à $\sigma = 1.41$.

Les modèles de Merkle, Sauer et Zwart semblent donc être les plus en mesure de capturer les caractéristiques de l'écoulement cavitant à $\sigma = 1.41$. Rappelons que tous les modèles font intervenir des constantes empiriques ou des paramètres plus ou moins physiques. Il est donc fort probable qu'en calibrant les valeurs des constantes utilisées, la plupart des modèles puissent donner des résultats très similaires, comme suggéré par Frikha et al. [208] ou Morgut et al. [327]. Le reste des simulations en écoulements cavitants a donc été réalisé avec le modèle de cavitation de Sauer. En effet, ce modèle a l'avantage de ne pas dépendre de constantes empiriques, mais uniquement de la densité de bulles

n_0 , qui a le mérite de représenter une quantité physique. L'influence de ce paramètre a également été étudiée dans le cas d'une poche attachée et dans le cas de lâchers de nuages.

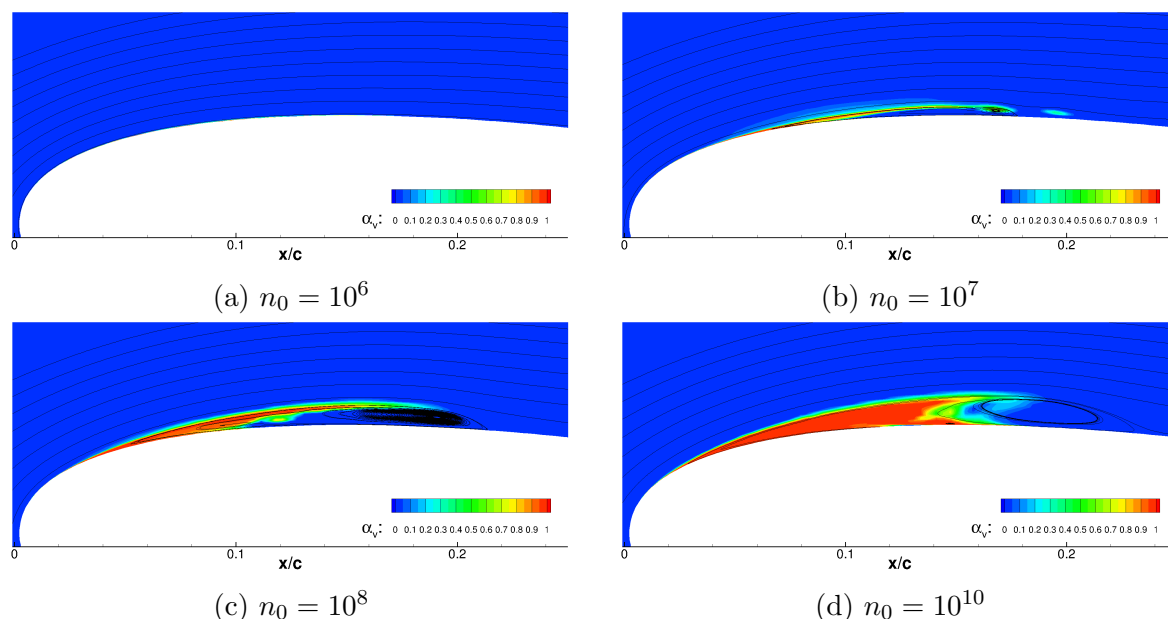


FIGURE V.36 – Influence du paramètre n_0 sur la poche de cavitation prédite par le modèle de Sauer ($\sigma = 2.02$).

La figure V.36 présente les distributions de la fraction volumique de vapeur α_v pour différentes valeurs de la densité de bulles initiale, comprises entre $n_0 = 10^6 \text{ m}^{-3}$ et $n_0 = 10^{10} \text{ m}^{-3}$. Pour $n_0 = 10^6 \text{ m}^{-3}$, le modèle de Sauer ne prédit pas de poche au bord d'attaque. La fraction volumique de vapeur est seulement différente de zéro dans les cellules très proches de la surface du profil. Pour les valeurs $n_0 = 10^7 \text{ m}^{-3}$ à $n_0 = 10^{10} \text{ m}^{-3}$, le modèle permet bien d'obtenir une poche attachée. Alors que la longueur de poche ne semble pas varier avec le paramètre n_0 , l'épaisseur de la cavité augmente significativement lorsque la densité de bulles devient importante. Les valeurs moyennes des coefficients de portance, regroupées dans le tableau V.8, diminuent lorsque n_0 augmente. Les distributions du coefficient de pression moyen (figure V.37) pour $n_0 = 10^7 \text{ m}^{-3}$ et $n_0 = 10^{10} \text{ m}^{-3}$ montrent que cette tendance est liée à la diminution du coefficient de pression sur l'extrados du profil. lorsque n_0 augmente, le pic de valeurs $C_p < \sigma$ tend à disparaître tandis que le coefficient de pression en aval de la poche diminue. Contrairement à la portance, la traînée augmente avec la densité initiale de bulles n_0 .

$n_0 \text{ (m}^{-3}\text{)}$	\bar{C}_L	\bar{C}_D
10^6	0.911	0.0210
10^7	0.894	0.0210
10^8	0.825	0.0287
10^{10}	0.800	0.0336
10^{12}	0.786	0.0346

TABLE V.8 – Influence du paramètre n_0 sur les coefficients moyens prédits par le modèle de Sauer ($\sigma = 2.02$).

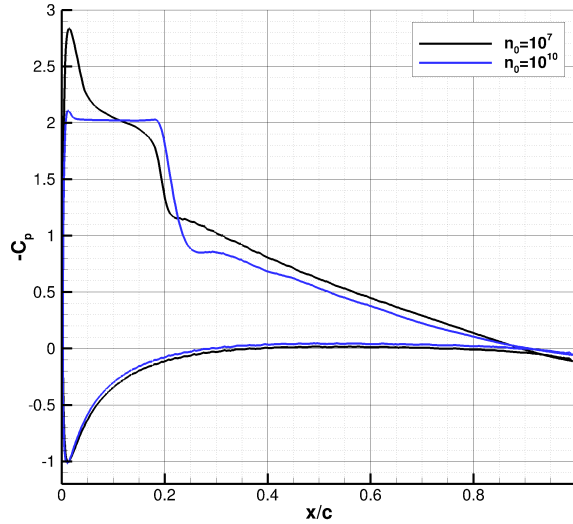


FIGURE V.37 – Influence du paramètre n_0 sur la distribution du coefficient de pression prédit par le modèle de Sauer ($\sigma = 2.02$).

Pour le cas avec détachements de nuages, $\sigma = 1.41$, les coefficients hydrodynamiques moyens et les fréquences caractéristiques sont présentés dans le tableau V.9. Pour $n_0 = 10^6 \text{ m}^{-3}$, le modèle ne prédit pas de lâchers de nuages. On obtient donc une poche attachée, oscillant à une fréquence proche de 5 Hz. Pour les autres valeurs du paramètre n_0 , des lâchers de nuages existent, en accord avec les images de caméra rapide. Les coefficients de portance et traînée augmentent avec les valeurs de n_0 . La figure V.38 montre que la longueur maximale de la poche est plus importante avec des densités n_0 élevées. La comparaison des différents modèles a montré que lorsque la taille de la poche augmente, la période des lâchers augmente. Ainsi, la fréquence des lâchers diminue d'une valeur de $f_{\text{cav}} = 30 \text{ Hz}$ pour $n_0 = 10^7 \text{ m}^{-3}$ à $f_{\text{cav}} = 18 \text{ Hz}$ pour $n_0 = 10^{12} \text{ m}^{-3}$.

$n_0 \text{ (m}^{-3}\text{)}$	\overline{C}_L	\overline{C}_D	$f_{\text{cav}} \text{ (Hz)}$
10^6	0.847	0.061	5
10^7	0.757	0.106	30
10^8	0.729	0.115	27
10^{10}	0.786	0.119	24
10^{12}	0.910	0.149	18

TABLE V.9 – Influence du paramètre n_0 sur les coefficients moyens prédits par le modèle de Sauer ($\sigma = 1.41$).

V.1.3.b Influence de la turbulence

Des simulations ont été réalisées pour $\sigma = 2.02$ et $\sigma = 1.41$, afin d'analyser l'effet des valeurs d'entrée imposées sur les quantités turbulentes. Pour ces simulations le modèle de turbulence $k - \omega$ SST est utilisé et le paramètre du modèle de Sauer est fixé à sa valeur par défaut dans le code, $n_0 = 10^8 \text{ m}^{-3}$. La simulation de référence correspond aux conditions limites $I_t = 2\%$ et $\omega \approx 7 \text{ s}^{-1}$, utilisées dans les simulations précédentes. Deux simulations ont été lancées avec la même intensité turbulente, mais des valeurs du taux de dissipation égales à $\omega \approx 0.7 \text{ s}^{-1}$ et $\omega \approx 70 \text{ s}^{-1}$. Ces deux couples de conditions aux limites

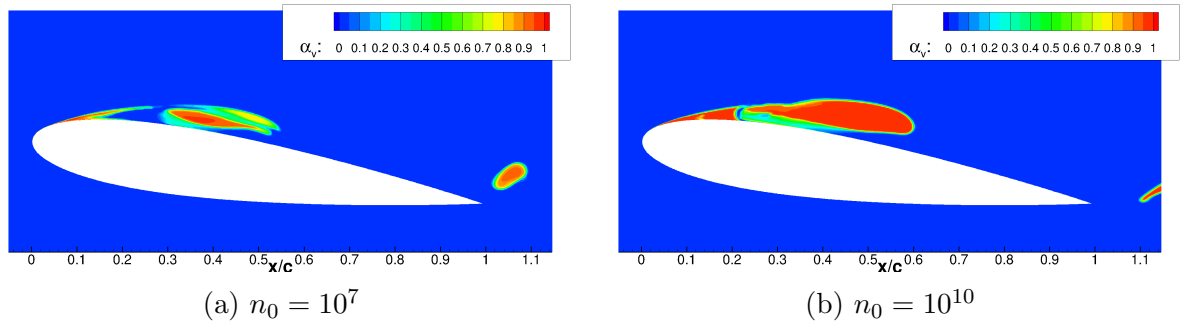


FIGURE V.38 – Influence du paramètre n_0 sur la longueur de poche prédite par le modèle de Sauer ($\sigma = 1.41$).

correspondent respectivement à des valeurs de la viscosité turbulente $\mu_t = 30$ Pa.s et $\mu_t = 0.3$ Pa.s, tandis que la viscosité turbulente de la simulation de référence est imposée à $\mu_t = 3$ Pa.s. La figure V.39 montre que l'on obtient bien une poche attachée avec la condition limite $\mu_t = 0.3$ Pa.s, similaire à celle observée sur la simulation de référence et dans les expériences. Par contre, pour $\mu_t = 30$ Pa.s, la poche ne reste pas attachée. On observe des lâchers de petits nuages et la poche disparaît parfois complètement. Ce résultat est surprenant car on pourrait s'attendre à ce qu'une augmentation de la viscosité turbulente ait tendance à stabiliser la poche de vapeur. Une valeur trop élevée de la viscosité turbulente ne semble donc pas adaptée à la modélisation des poches attachées.

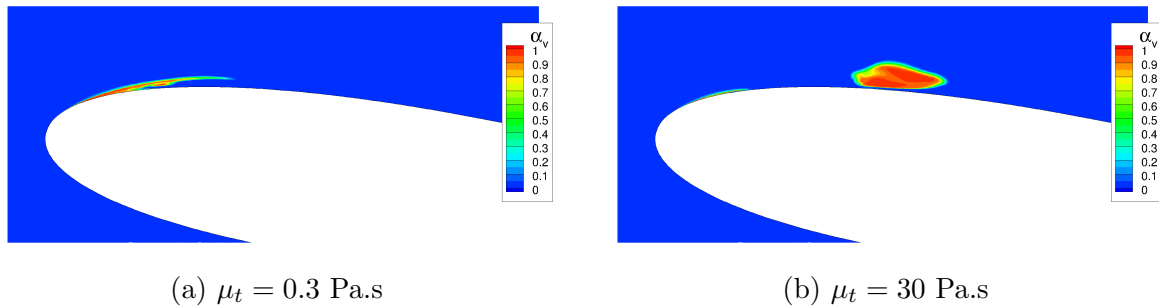


FIGURE V.39 – Poche de cavitation numérique pour deux valeurs de la viscosité turbulente μ_t imposées en entrée de veine. ($\sigma = 2.02$).

Les variations des volumes occupés par la vapeur pour la simulation avec $\mu_t = 0.3$ Pa.s et la simulation de référence ($\mu_t = 3$ Pa.s) sont présentées en figure V.40. La diminution de la viscosité turbulente en entrée a tendance à favoriser des oscillations de la poche à basse fréquence (autour de 10 Hz). On retrouve néanmoins dans les deux cas des oscillations à des fréquences proche de 40 Hz, semblables à celle observée expérimentalement.

Pour l'écoulement au paramètre de cavitation $\sigma = 1.41$, les simulations des trois conditions limites imposées sur la viscosité dynamique prédisent des détachements de nuages de vapeur, en accord avec les observations expérimentales. Les fréquences des lâchers obtenues pour les trois simulations sont données dans le tableau V.10. Alors que la diminution de la viscosité turbulente n'a pas d'influence sur la fréquence des lâchers, cette dernière diminue significativement pour la valeur de μ_t la plus élevée. La fréquence s'éloigne alors de la fréquence expérimentale, estimée à 34 Hz. Pour les écoulements avec poches de cavitation attachées ou avec lâchers de nuage, une valeur trop élevée de la viscosité dynamique ne semble pas indiquée.

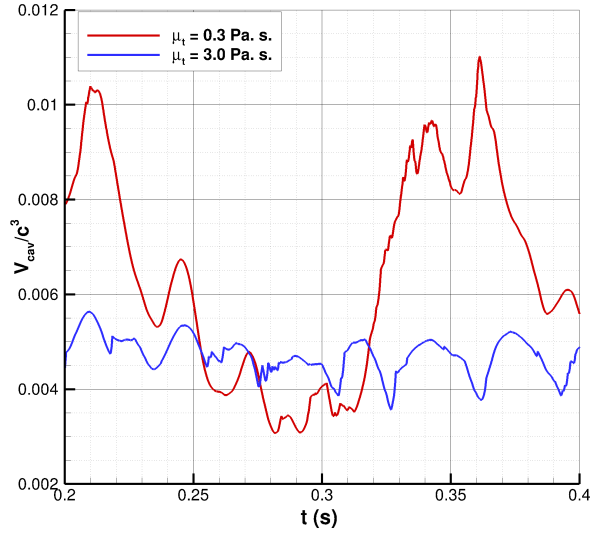


FIGURE V.40 – Volumes occupés par la vapeur prédits par les simulations avec deux valeurs de la viscosité turbulente μ_t imposées en entrée de veine ($\sigma = 2.02$).

μ_t (Pa s)	f_{cav} (Hz)
0.3	27
3	27
30	22

TABLE V.10 – Influence de la viscosité turbulente imposée en entrée de veine sur les fréquences de lâchers de vapeur ($\sigma = 1.41$).

Des simulations ont aussi été réalisées avec le modèle de turbulence EASM, pour les conditions aux limites d'entrée de référence. Les résultats indiquent que pour $\sigma = 1.41$ la fréquence des lâchers est égale à 31 Hz et se rapproche de la valeur expérimentale à 34 Hz. En revanche, pour $\sigma = 2.02$, le modèle prédit des lâchers de vapeur similaires au modèle $k - \omega$ SST avec une viscosité turbulente élevée. Le modèle de turbulence EASM a donc été laissé de côté. Notons que la correction de la viscosité turbulente proposée par Reboud et al. [236] et utilisée pour les simulations 3D (section V.1.4) permet de retrouver les fréquences de lâchers expérimentales. Les simulations présentées dans le reste de ce chapitre ont donc toutes été réalisées avec le modèle $k - \omega$ SST, et une viscosité turbulente de l'ordre de 3 Pa s en entrée de veine. Cette valeur, correspond à une intensité turbulente de 2% et une longueur caractéristique de la turbulence de l'ordre de la hauteur de la veine, $l_t \approx 0.2$.

V.1.3.c Analyse des lâchers de vapeur par SPOD

Une décomposition spectrale en modes propres a été réalisée sur les champs numériques de vitesse, de pression et de fraction volumique pour le cas $\sigma = 1.41$. Les champs solutions sont donc sauvegardés durant la simulation à intervalle de temps régulier. La durée de la simulation utilisée conditionne la résolution spectrale de la décomposition, ainsi que le nombre de modes propres calculés. Une simulation a donc été lancée avec un pas de temps plus grand $\Delta t = 1 \times 10^{-4}$ s, permettant de simuler 6.5 s d'écoulement sans nécessiter de trop grandes ressources de calcul. Le modèle $k - \omega$ SST et le modèle de Sauer avec $n_0 = 10^7 \text{ m}^{-3}$ sont utilisés. Les champs solutions sont sauve-

gardés tous les 20 pas de temps, soit une fréquence d'échantillonnage $f_s = 500$ Hz. La SPOD est donc réalisée à l'aide de 3250 échantillons de la solution numérique. L'ensemble d'échantillons est divisé en blocs de 0.5 s, avec un recouvrement de 50%. La résolution spectrale est donc de ± 2 Hz et la SPOD fournit 25 modes pour chaque fréquence du spectre. La fréquence maximale capturée par le spectre est $f_s/2 = 250$ Hz. Les champs solutions des simulations numériques sont donc décrits par 25×125 modes (25 modes par fréquence et 125 fréquences entre 0 Hz et 250 Hz).

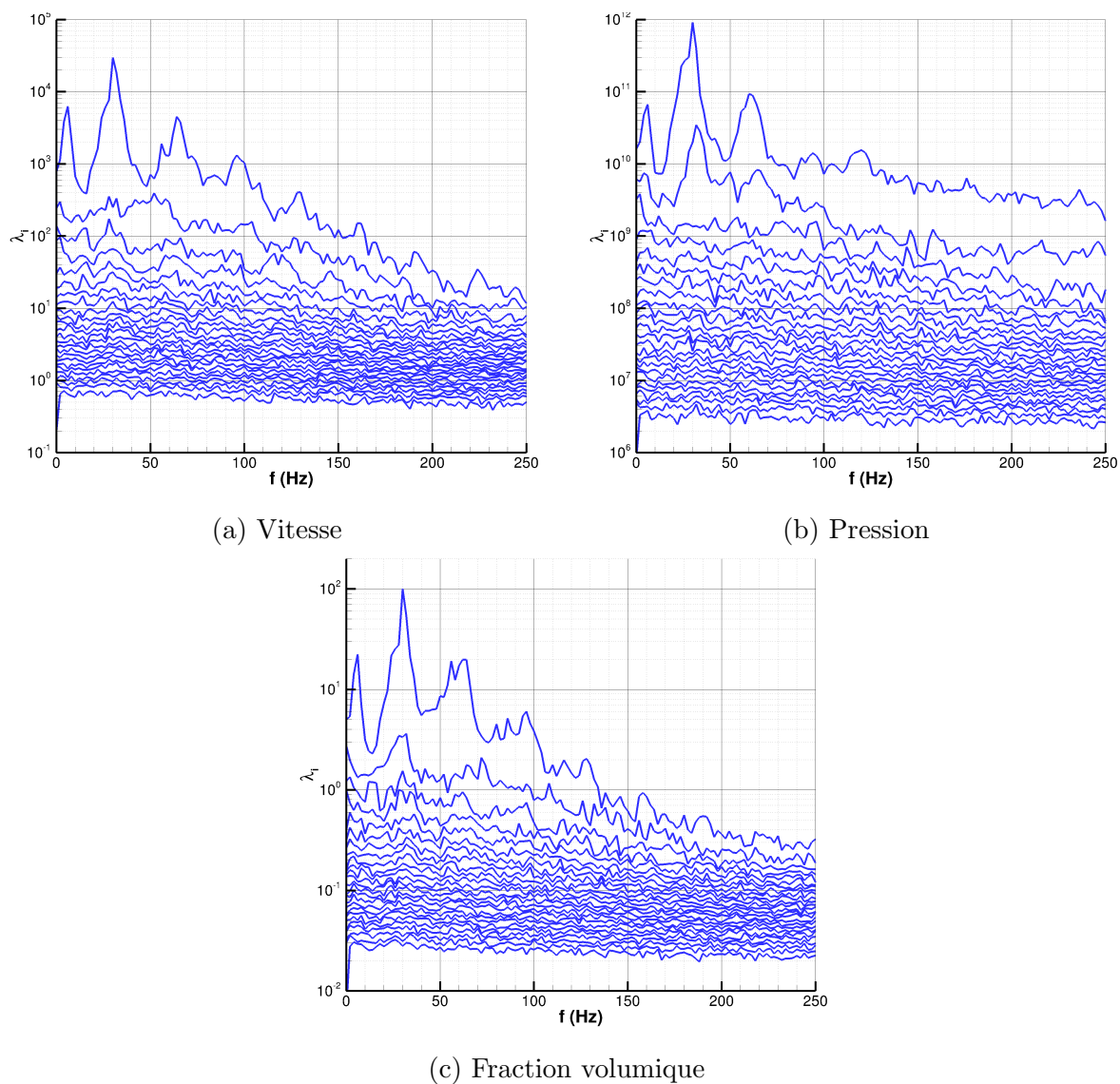


FIGURE V.41 – Spectres des valeurs propres SPOD pour les champs de vitesse, de pression et de fraction de vapeur.

Les spectres des 25 valeurs propres obtenues lors de la décomposition SPOD des champs de vitesse, de pression et de fraction volumique de vapeur sont tracés en figure V.41. Pour ces trois quantités, le pic associé aux lâchers de nuages est bien retrouvé à une fréquence $f_{cav} = 30$ Hz, clairement visible sur les spectres des premières valeurs propres. Des pics sont aussi présents aux fréquences des premières harmoniques. Comme observé lors de l'étude de convergence en maillage, un pic est également présent à basse fréquence, autour de 6 Hz. Alors que les spectres des trois premières valeurs propres permettent de

mettre en évidence des fréquences caractéristiques, les spectres des vingt-deux valeurs propres restantes sont relativement plats. Il est donc possible qu'à chaque fréquence, les premiers modes propres soient suffisants pour décrire la dynamique de l'écoulement.

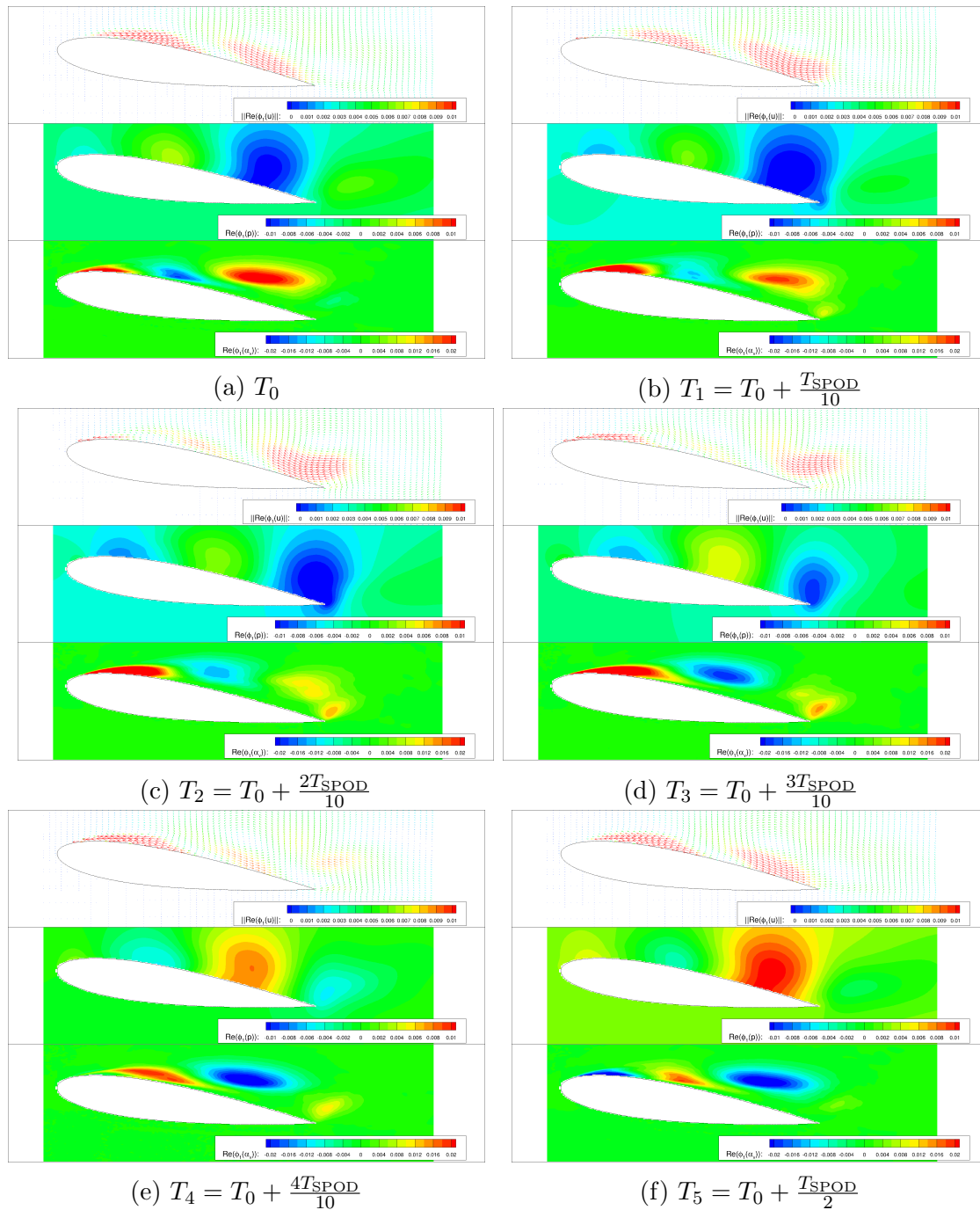


FIGURE V.42 – Evolution du premier mode SPOD pour la vitesse, la pression et la fraction volumique de vapeur à la fréquence $f_{\text{SPOD}} = 30$ Hz.

L'analyse SPOD reposant sur une transformation de Fourier, les modes représentent les amplitudes et phases de fonctions harmoniques. Chaque mode ϕ_i est constitué de valeurs complexes et chaque point du maillage possède donc une amplitude A et une phase ψ . La partie réelle d'un mode en un point du maillage peut s'écrire sous la forme $\text{Re}(\phi_i) = A \cos(2\pi f_{\text{SPOD}} t + \psi)$. Sur les figures de cette section, ce sont ces parties réelles

des modes qui sont représentées, pour $t = 0$. La figure V.42 présente l'évolution du premier mode à la fréquence $f_{\text{SPOD}} = 30$ Hz pour les champs de vitesse, de pression et de fraction volumique de vapeur. Seuls des instants compris entre T_0 et $T_0 + T_{\text{SPOD}}/2$ sont représentés, car les variations d'amplitudes sur la deuxième moitié de la période sont égales à celles de la première période, au signe près. Ainsi, l'amplitude du mode au dernier instant T_5 et l'opposé de celle en T_0 . Soulignons que les amplitudes des modes sont normalisées et ne correspondent donc pas directement aux variations des quantités dans les simulations. L'alternance de valeurs positives et négatives dans le sens de l'écoulement, visible sur le premier mode de la fraction de vapeur, montre bien la convection de structures cohérentes dans l'écoulement. Il s'agit du nuage de vapeur, transporté jusqu'au bord de fuite. Les amplitudes SPOD de α_v sont nulles dans le sillage du profil et ce mode ne capture donc pas le nuage de vapeur en aval du bord de fuite. Le transport du nuage s'accompagne de variations de la pression, elles aussi visibles sur le premier mode à la fréquence $f_{\text{SPOD}} = 30$ Hz. Les amplitudes du mode sont plus importantes près du bord de fuite, où la condensation du nuage cause d'importantes variations de la pression. Le premier mode de la vitesse met en évidence le transport de structures tourbillonnaires dans le sillage du profil. Les modes SPOD obtenus sont similaires à ceux présentés par Liu et al. [282].

A la fréquence des lâchers $f_{\text{SPOD}} = 30$ Hz, le deuxième mode de la fraction de vapeur (figure V.43) semble capturer des variations d'échelles plus petites, avec une alternance de valeurs positives et négatives dans les deux directions spatiales. Pour la pression, le deuxième mode met en avant des structures allongées dans le sillage du profil, vraisemblablement dues à l'interaction du nuage de vapeur avec le bord de fuite. Près du bord d'attaque, le deuxième mode du champ de vitesse fait apparaître des vecteurs suggérant la présence du jet re-entrant (T_2).

Les premiers modes obtenus à la fréquence de la première harmonique, $f_{\text{SPOD}} = 62$ Hz, sont présentés en figure V.44. Comme pour $f_{\text{SPOD}} = 30$ Hz, ces modes traduisent bien la convection de structures cohérentes dans l'écoulement. La périodicité spatiale des variations est divisée par deux, et les vitesses de phase sont donc les mêmes que pour les modes de la fréquence fondamentale des lâchers de nuages.

Les modes SPOD à la fréquence des lâchers ainsi qu'à ses harmoniques mettent bien en évidence la convection de vapeur le long du profil. L'intérêt de la SPOD se révèle pour l'étude des mécanismes faisant apparaître la fréquence à 6 Hz sur les spectres des valeurs propres. Les premiers modes des champs de vitesse, de pression et de fraction volumique sont présentés en figure V.45. Contrairement aux fréquences précédentes, ces modes ne sont pas associés au transport de structures cohérentes dans l'écoulement. En effet, les variations du mode pression et du mode de vitesse se concentrent autour de $x/c \approx 0.5 - 0.6$, correspondant à la longueur de poche attachée maximale, avant détachement de nuage. De même, le premier mode de la fraction de vapeur met en évidence des variations d'amplitudes au niveau de la poche attachée. Le pic à basse fréquence est donc vraisemblablement dû à des variations de l'épaisseur et de la longueur de la poche, avant le lâcher de nuage. Les variations de longueur étant particulièrement visibles sur le mode de pression.

Les champs originaux utilisés pour la décomposition SPOD peuvent être reconstruits à partir d'un nombre limité de modes, permettant d'estimer la contribution de chaque mode à l'écoulement. Les reconstructions utilisant 1, 3, 5 et 10 modes sont présentées en figure V.46 pour 4 champs de pression instantanés représentant une période de lâcher de nuage.

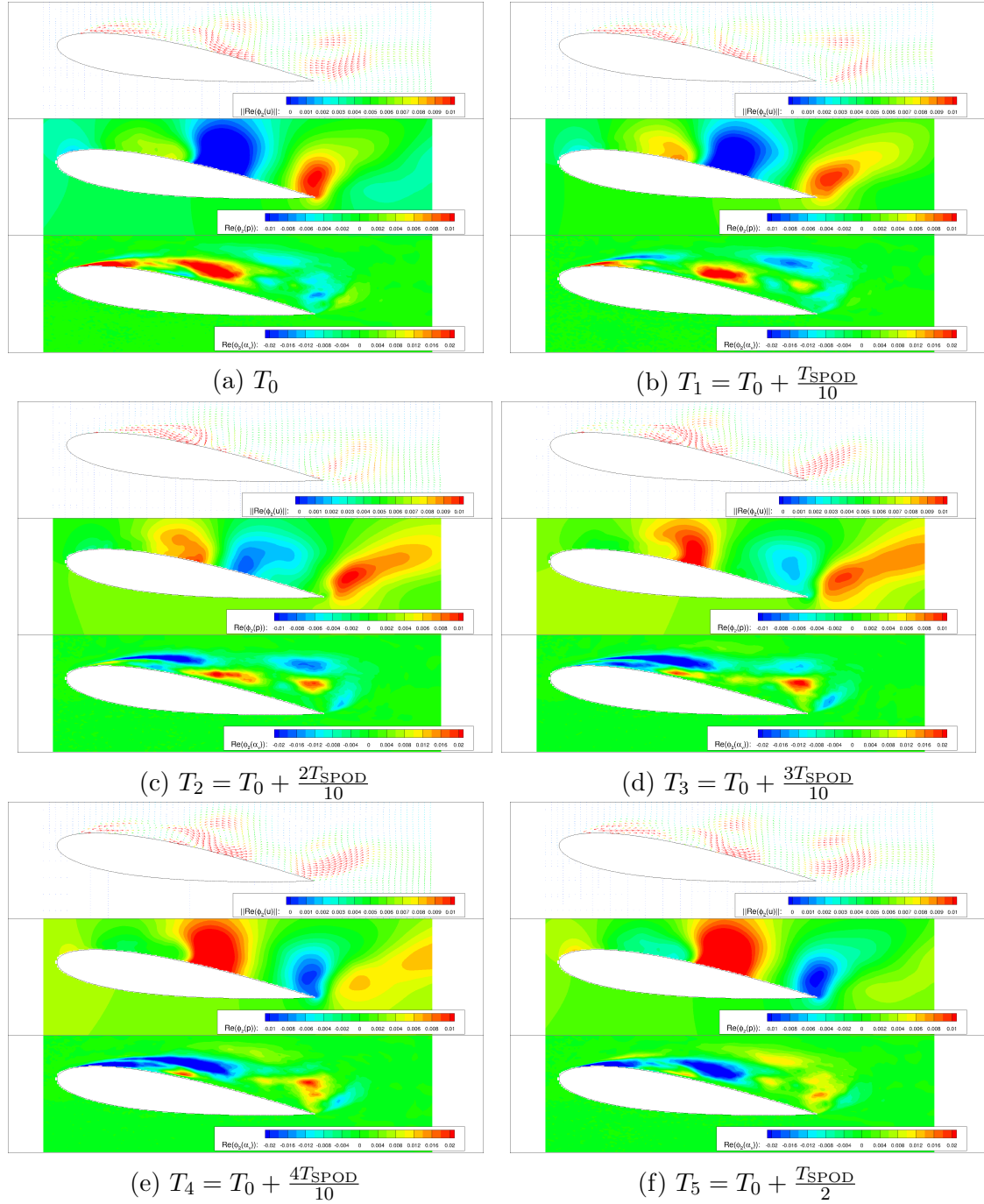


FIGURE V.43 – Evolution du deuxième mode SPOD pour la vitesse, la pression et la fraction volumique de vapeur à la fréquence $f_{\text{SPOD}} = 30$ Hz.

L'ensemble du spectre est utilisé pour la reconstruction. Les champs obtenus en utilisant l'ensemble des 25 modes sont aussi représentés, et sont, comme attendu, identiques aux champs de pression originaux. L'évolution du champ de pression est globalement bien capturée par la reconstruction avec le premier mode de chaque fréquence. La superposition des modes restants permet d'obtenir une meilleure résolution spatiale de la pression. Ainsi, à l'instant T_1 , l'augmentation du nombre de modes permet de mieux capturer le minimum local de pression dans le tourbillon présent près du bord de fuite. L'utilisation des trois premiers modes propres fait déjà apparaître la petite zone de condensation en amont de

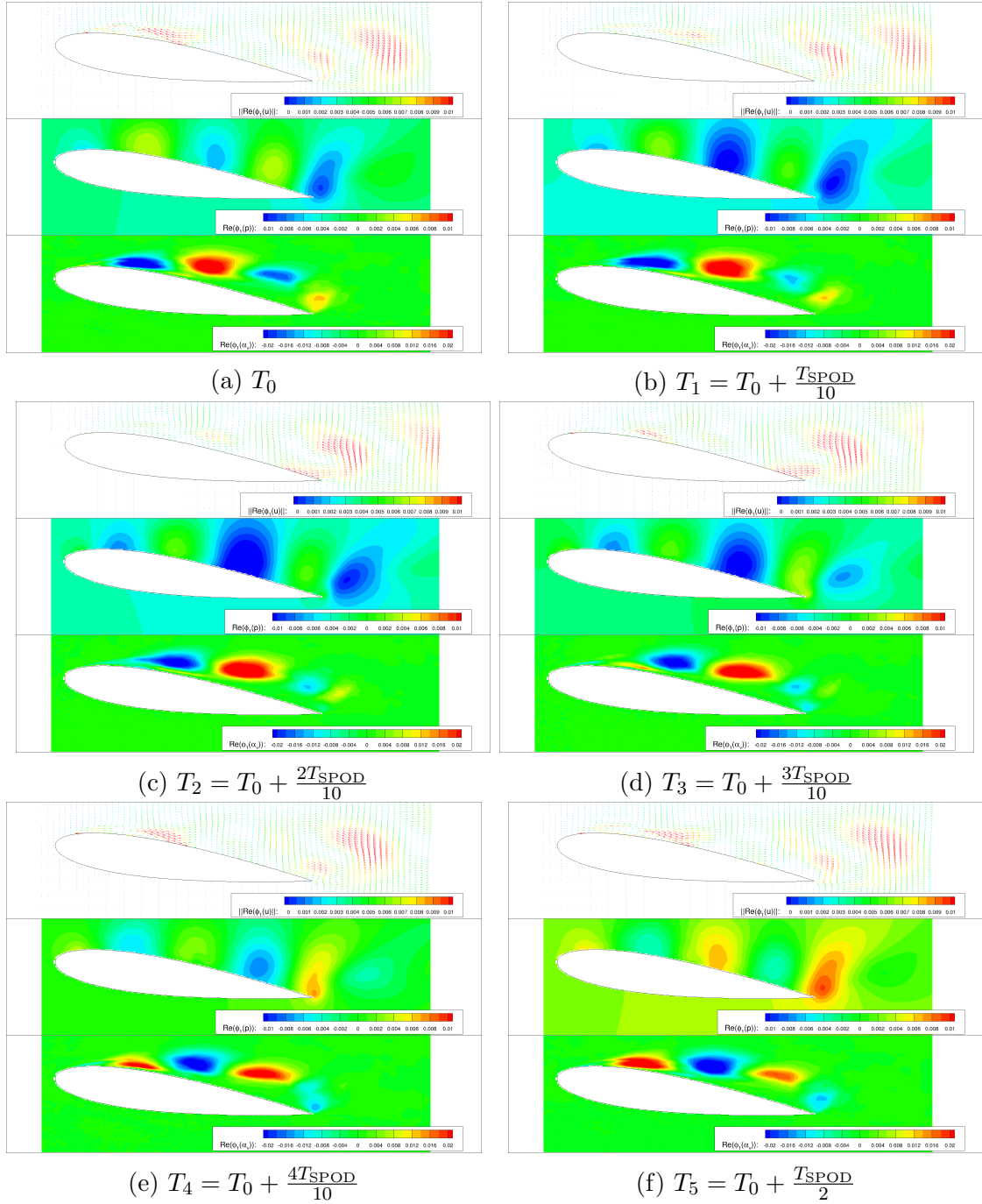


FIGURE V.44 – Evolution du premier mode SPOD pour la vitesse, la pression et la fraction volumique de vapeur à la fréquence $f_{\text{SPOD}} = 62$ Hz.

la poche de vapeur ($C_p \approx 1.41$ sur la figure V.46) à l'instant T_2 , qui n'est pas visible en utilisant un seul mode.

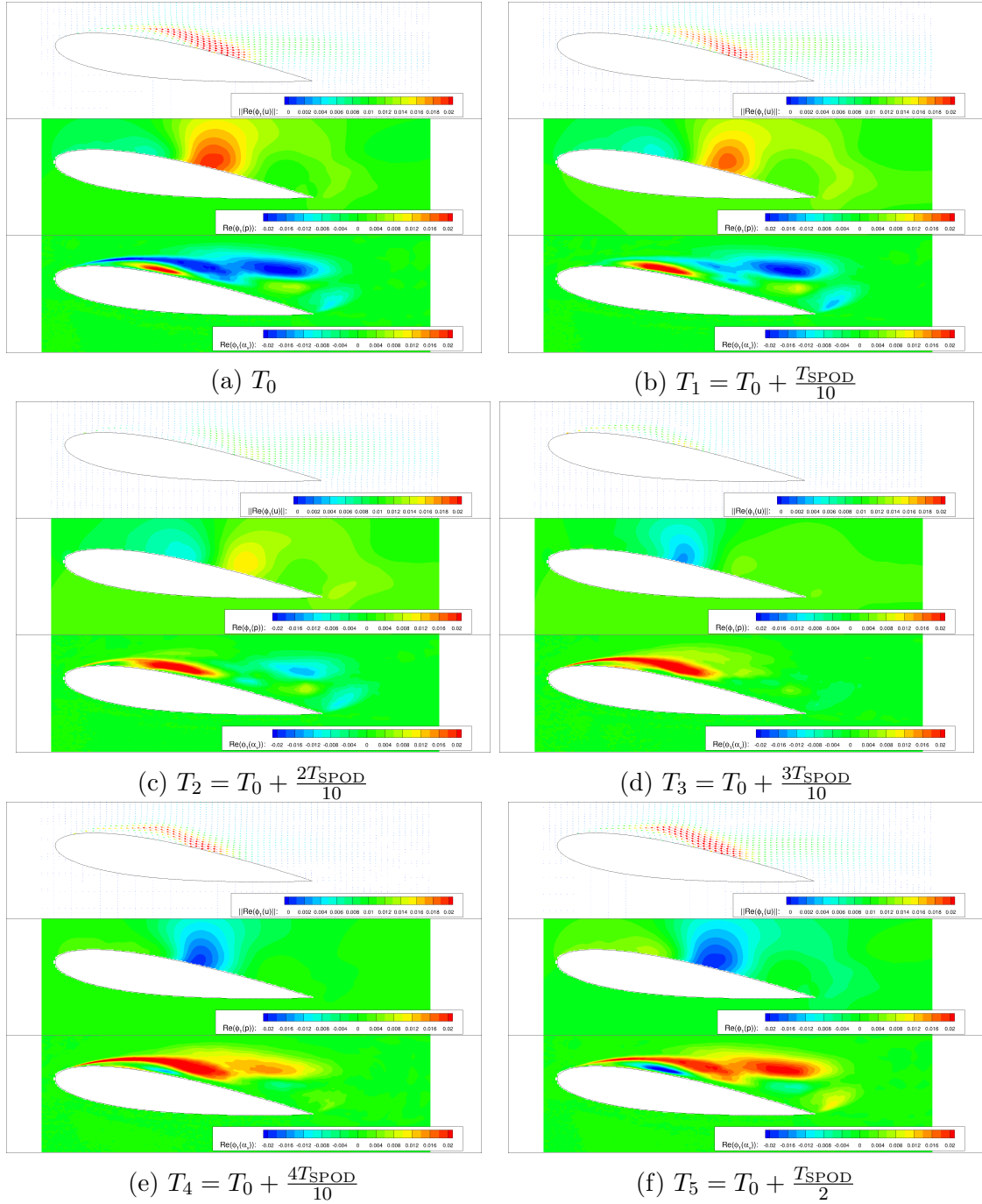


FIGURE V.45 – Evolution du premier mode SPOD pour la vitesse, la pression et la fraction volumique de vapeur à la fréquence $f_{\text{SPOD}} = 6 \text{ Hz}$.

V.1.3.d Bilan sur les simulations 2D

Les simulations 2D présentées dans la section précédente ont permis de comparer les modèles de cavitation et de turbulence en régime cavitant. La plupart des modèles de cavitation semblent pouvoir capturer les caractéristiques principales de la cavitation. Cette conclusion est en accord avec les travaux de Frikha et al. [208] et Morgut et al. [327], qui montrent qu'en jouant sur les paramètres et les coefficients des différents modèles, ces derniers sont capables de relativement bien prédire les dynamiques des poches de

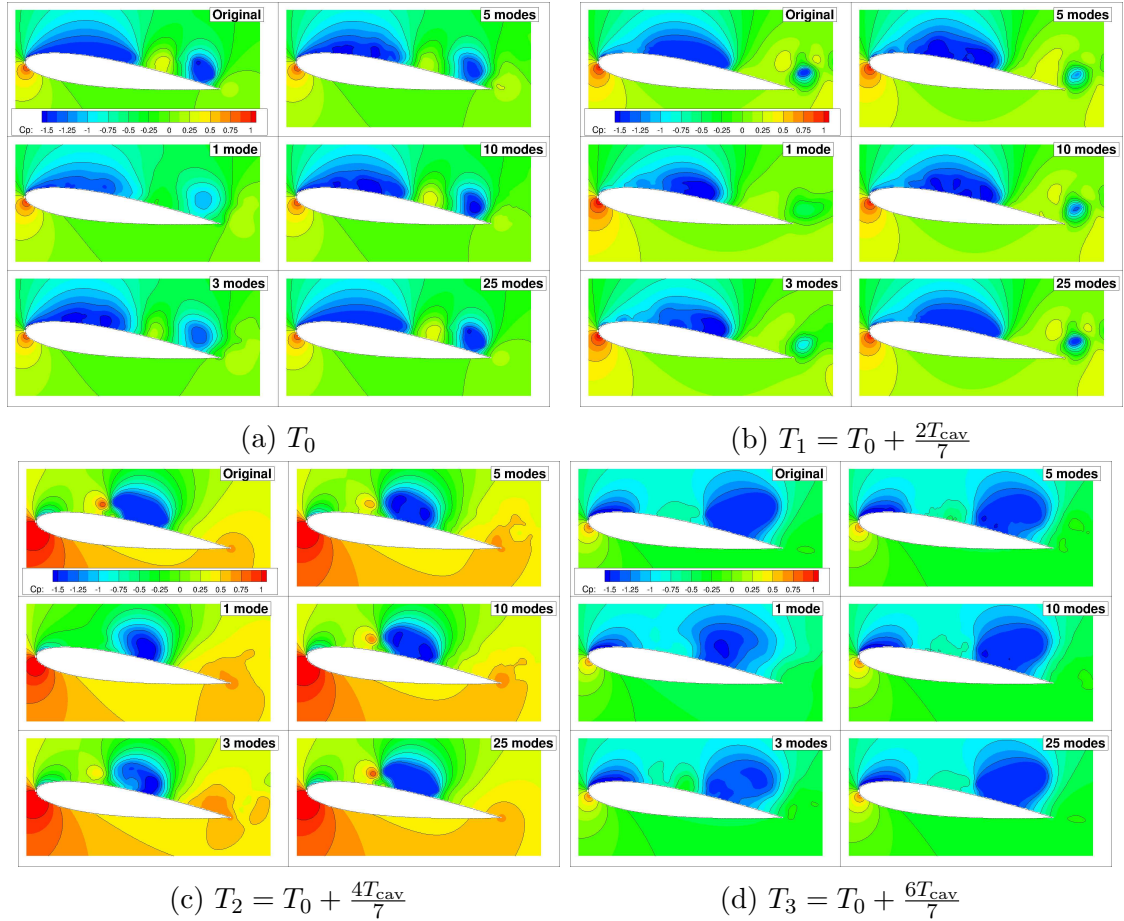


FIGURE V.46 – Reconstruction du champ de pression instantané à partir de différents nombres de modes SPOD.

cavitation. Pour les écoulements cavitants étudiés dans cette thèse, les résultats les plus proches des mesures expérimentales sont obtenus avec le modèle de Sauer et une densité de bulles $n_0 = 10^7 \text{ m}^{-3}$ ainsi qu’avec le modèle de turbulence $k - \omega$ SST. Les simulations prédisent bien une poche attachée pour $\sigma = 2.02$ et des lâchers de nuages pour $\sigma = 1.41$. La fréquence des lâchers reste cependant sous-estimée par rapport aux mesures expérimentales. Notons néanmoins que la correction de la viscosité turbulente présentée dans la prochaine section permet de retrouver les bonnes fréquences des lâchers. Les résultats d’une simulation 2D à $\sigma = 1.41$ ont permis de mettre en place une décomposition SPOD des champs de vitesse, de pression et de fraction de vapeur. Les premiers modes SPOD permettent de retrouver les lâchers de nuages de vapeur et de mettre en évidence des variations de la longueur maximale de la poche à une fréquence de 6 Hz.

V.1.4 Comparaison des simulations 3D aux essais

Des simulations 3D ont été mises en place pour les paramètres de cavitation $\sigma = 2.02$, $\sigma = 1.86$, $\sigma = 1.58$ et $\sigma = 1.41$ étudiés expérimentalement. La première partie de cette section justifie le choix de la densité n_0 utilisée pour le modèle de Sauer et montre comment la correction de la viscosité turbulente proposée par Reboud et al. [236] permet de retrouver les fréquences des lâchers de nuages expérimentales. Les dynamiques de poches ainsi que les valeurs des coefficients hydrodynamiques sont ensuite comparées aux

essais réalisés dans le tunnel de cavitation.

V.1.4.a Calibration du modèle de cavitation et correction de la viscosité turbulente

Les simulations 2D ont permis de choisir le maillage, le pas de temps ainsi que les modèles de turbulence et de cavitation les plus adaptés aux écoulements cavitants. Considérant les conclusions de la section précédente, les simulations 3D ont été réalisées sur le maillage M5_{2D} avec un pas de temps $\Delta t = 5 \times 10^{-5}$ s. Le modèle de cavitation de Sauer et le modèle de turbulence $k - \omega$ SST sont utilisés. Les simulations sont lancées avec un paramètre $n_0 = 10^7 \text{ m}^{-3}$ pour le modèle de cavitation. Les écoulements considérés correspondent aux paramètres de cavitation $\sigma = 2.02$, $\sigma = 1.86$, $\sigma = 1.58$ et $\sigma = 1.41$, étudiés expérimentalement.

Dans un premier temps, les longueurs de poches ainsi que les coefficients hydrodynamiques prédits par les simulations pour $\sigma = 2.02$ et $\sigma = 1.86$ sont analysés. Le tableau V.11 regroupe les résultats numériques obtenus pour ces paramètres de cavitation. Le modèle numérique prédit une poche attachée légèrement inférieure aux mesures expérimentales pour $\sigma = 2.02$. Cet écart augmente pour $\sigma = 1.86$, valeur à laquelle on obtient dans la simulation une poche de longueur égale au quart de la corde, contre un peu moins du tiers dans les expériences. Ces différences ont motivé la mise en place de simulations avec une densité $n_0 = 10^8 \text{ m}^{-3}$, pour obtenir une poche de cavitation plus développée. Les longueurs de poches obtenues (tableau V.11) ne sont pas plus proches des longueurs expérimentales, et s'en éloignent même pour $\sigma = 1.86$. Le coefficient de traînée moyen augmente avec la valeur de n_0 . Cette variation permet de se rapprocher du coefficient expérimental. Toutefois, comme étudié pour le régime subcavitant, la sous-estimation de la traînée avec $n_0 = 10^7 \text{ m}^{-3}$ peut s'expliquer par la présence des interstices entre le profil et la veine, qui ne sont pas pris en compte dans les simulations. De plus, l'augmentation de n_0 fait diminuer significativement le coefficient de portance pour les deux paramètres de cavitation considérés.

σ	$n_0 \text{ (m}^{-3}\text{)}$	$l_{cav}/c \text{ (\%)} \text{ CFD}$	$l_{cav}/c \text{ (\%)} \text{ EFD}$	$\bar{C}_L \text{ CFD}$	$\bar{C}_L \text{ EFD}$	$\bar{C}_D \text{ CFD}$	$\bar{C}_D \text{ EFD}$
2.02	10^7	19	22	0.878	0.897	0.0255	0.046
	10^8	19		0.817		0.0319	
1.86	10^7	25	31	0.844	0.890	0.0312	0.054
	10^8	22		0.782		0.0376	

TABLE V.11 – Influence de la densité n_0 sur les résultats numériques 3D pour les poches attachées.

Les résultats des calculs pour les écoulements à $\sigma = 1.58$ et $\sigma = 1.41$ montrent que l'on obtient comme dans les expériences, des lâchers de nuages de vapeur. En revanche, les fréquences des lâchers sont inférieures à celles des mesures. La première solution envisagée pour se rapprocher des données expérimentales a été de modifier la valeur du paramètre n_0 du modèle de Sauer. Cependant, les simulations 2D ont montré qu'en augmentant ce paramètre, la fréquence f_{cav} diminue. Au contraire, il n'est pas souhaitable de diminuer ce paramètre, car la poche ne se développe pas pour $\sigma = 2.02$ et $n_0 = 10^6 \text{ m}^{-3}$. Plutôt que de jouer sur ce paramètre du modèle de cavitation pour chaque valeur de σ , une correction de la viscosité turbulente est employée. Ce type de correction empirique a été proposée par Reboud et al. [236], pour les écoulements avec présence d'un jet re-entrant. En effet,

la plupart des modèles de turbulence ont tendance à prédire une viscosité turbulente trop importante dans le sillage de la poche, empêchant parfois la formation du jet re-entrant. Dans notre cas, le maillage plutôt fin et les schémas de discrétisation utilisés dans cette thèse permettent malgré tout d’obtenir la formation du jet re-entrant. Dans le modèle de turbulence $k - \omega$ SST original, la viscosité turbulente est estimée avec la formule :

$$\mu_t = (\alpha_v \rho_v + (1 - \alpha_v) \rho_l) \frac{a_1 k}{\max(a_1 \omega, SF_2)}$$

L’expression de la densité dans l’équation précédente est modifiée pour obtenir :

$$\mu_t^{\text{corr}} = (\alpha_v + (1 - \alpha_v)^n (\rho_l - \rho_v)) \frac{a_1 k}{\max(a_1 \omega, SF_2)} \quad (\text{V.2})$$

Cette modification permet d’obtenir des valeurs de la viscosité turbulente qui diminuent rapidement lorsque le taux de vapeur augmente. La valeur de l’exposant de la fonction de correction est choisie à $n = 10$, comme proposé par Frikha et al. [208]. Notons que l’utilisation d’une approche DES (ou d’un autre modèle hybride RANS/LES), permettrait probablement d’obtenir une amélioration similaire. En effet, avec une telle approche, l’écoulement en fermeture de poche serait résolu à l’aide d’un modèle LES, évitant ainsi la surestimation de la viscosité turbulente prédite par le modèle RANS.

Comme présenté dans le tableau V.12, l’utilisation de cette correction permet de remarquablement bien retrouver les fréquences des lâchers expérimentales. De plus, les coefficients de portance et de traînée moyens obtenus sur les simulations avec la correction sont plus proches des mesures de la balance.

σ	Correction ?	f_{cav} (Hz) CFD	f_{cav} (Hz) EFD	\overline{C}_L CFD	\overline{C}_L EFD	\overline{C}_D CFD	\overline{C}_D EFD
1.58	non	38	42	0.847	0.870	0.072	0.079
	oui	41		0.871		0.084	
1.41	non	29	34	0.843	0.867	0.099	0.105
	oui	34		0.865		0.109	

TABLE V.12 – Influence de la correction de la viscosité turbulente sur les résultats numériques 3D avec lâchers de nuages.

Cette correction a aussi tendance à déstabiliser les poches attachées et ne doit donc pas être activée pour toutes les simulations. La stratégie adoptée est donc de faire une première simulation sans la correction de la viscosité turbulente, puis de continuer cette simulation avec la correction si des lâchers de vapeur ont été observés lors du premier calcul. Sauf cas particuliers, la densité de bulles a dans la suite été fixée à $n_0 = 10^7 \text{ m}^{-3}$.

V.1.4.b Comparaison des poches de vapeur

Les isosurfaces correspondant à $\alpha_v = 0.1$ dans les simulations sont comparées aux images de caméra rapide en figure V.47 pour $\sigma = 2.02$ et $\sigma = 1.86$. Bien que légèrement sous-estimées, les longueurs de poches sont relativement bien prédites par le modèle numérique. La poche représente 19% de la corde pour $\sigma = 2.02$ (22% dans les expériences) et se développe pour couvrir 25% de la corde pour $\sigma = 1.86$ (31% dans les expériences). Sur les images de caméra, la poche ne s’étend pas sur l’ensemble de l’envergure. Elle est aussi plus étendue du côté du hublot (à droite sur l’image) que du côté du fond de veine. Cette forme de la poche de vapeur suggère un coefficient de pression plus bas à

mi-envergure qu'aux extrémités du profil, en accord avec les simulations de l'écoulement subcavitant réalisées dans le chapitre précédent. Les cavités issues des simulations ont une longueur constante sur l'ensemble de l'envergure. Cette différence s'explique par la géométrie simplifiée utilisée dans les calculs, qui ne prend pas en compte les interstices entre le profil et les parois.

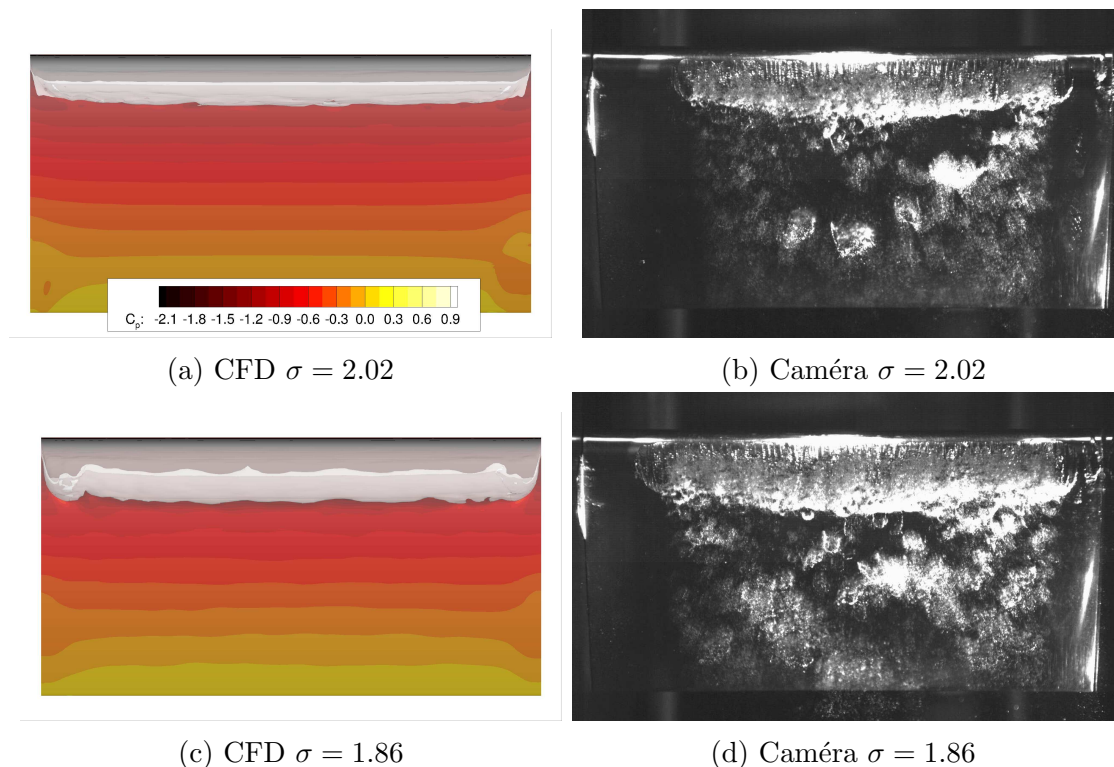


FIGURE V.47 – Comparaison des poches de vapeur numériques et expérimentales pour $\sigma = 2.02$ et $\sigma = 1.86$. Les isosurfaces $\alpha_v = 0.1$ sont tracées pour les résultats numériques.

Le modèle URANS ne permet pas de capturer les petits lâchers de vapeur dans le sillage de la poche. En effet, ces lâchers se forment dans des structures tourbillonnaires de petites échelles, qui ne sont pas résolues par les équations URANS. Pour résoudre ce type de structures, des simulations LES seraient plus adaptées (Huang et al. [392]). Le modèle RANSE permet néanmoins de capturer de faibles oscillations de la poche de cavitation. Comme présenté en figure V.48, les simulations prédisent une zone de recirculation sous les poches de vapeur attachées. L'étendue de cette zone varie au cours du temps, en même temps que la taille de la poche de vapeur. Les volumes de vapeur obtenus dans les simulations de poches attachées (figure V.49) montrent que la taille de la poche oscille à une basse fréquence, ainsi qu'à des fréquences plus élevées.

La figure V.50 propose la comparaison entre les transformées de Fourier des variations du volume de vapeur et les spectres SPOD issus des images de caméra. Pour $\sigma = 2.02$, la simulation fait apparaître une fréquence autour de 5 Hz, en accord avec les spectres SPOD expérimentaux. On retrouve également des amplitudes de Fourier importantes autour de 40 Hz-50 Hz, aussi présentes sur les spectres SPOD. Un pic est aussi présent autour de 60 Hz sur la transformée de Fourier du volume de vapeur mais n'existe pas sur le spectre expérimental. Pour $\sigma = 1.86$, on retrouve numériquement la fréquence autour de 5 Hz, alors qu'elle devient moins visible sur le spectre SPOD. Rappelons que l'analyse des spectres ne permet ici que de mettre en évidence les fréquences caractéristiques de

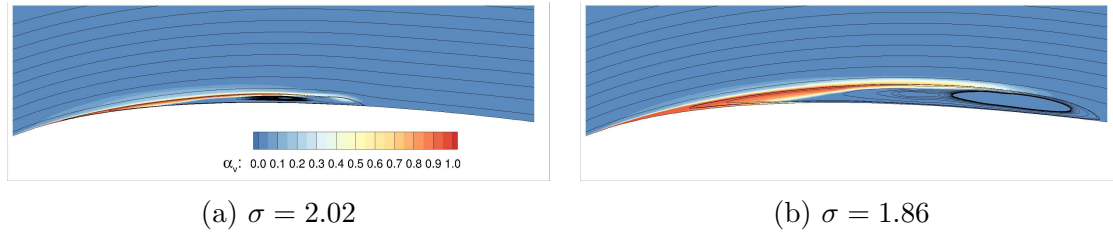


FIGURE V.48 – Vues latérales des poches de cavitation prédites par les simulations pour $\sigma = 2.02$ et $\sigma = 1.86$. Le plan de coupe est situé à mi-envergure.

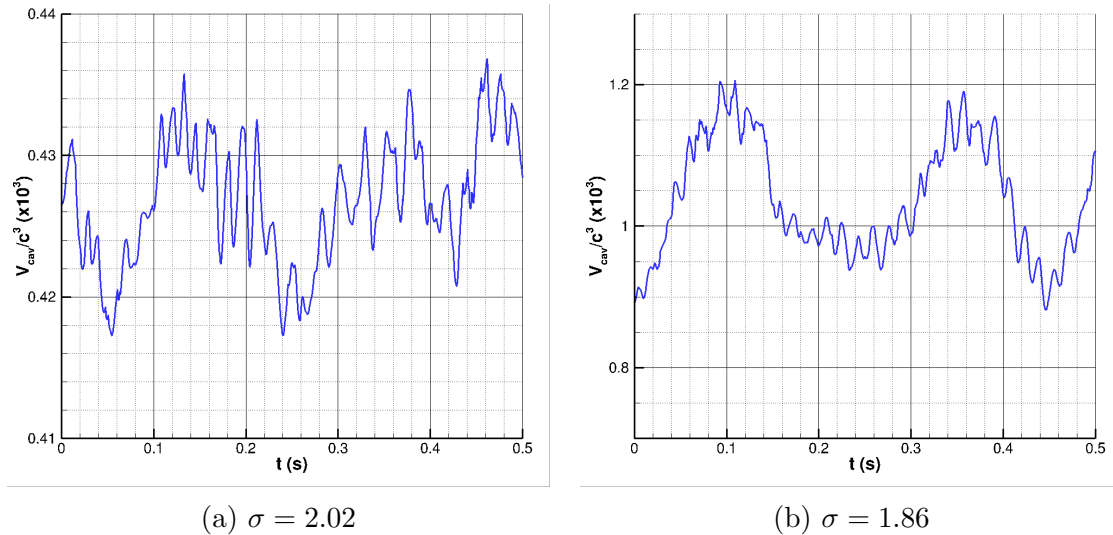


FIGURE V.49 – Evolutions temporelles du volume total de vapeur dans les simulations à $\sigma = 2/02$ et $\sigma = 1.41$.

l'écoulement, car on compare d'une part des niveaux de gris issus de la caméra, et d'autre part le volume de vapeur dans les simulations. C'est la raison pour laquelle les spectres sont normalisés. Des oscillations de la poche existent autour de 60 Hz dans la simulation. Les mesures expérimentales mettent plutôt en évidence des fréquences autour de 40 Hz, 55 Hz et 65 Hz.

Des lâchers de nuages de vapeur existent dans les simulations à $\sigma = 1.58$ et $\sigma = 1.41$. Pour ces deux paramètres de cavitation, les dynamiques de poches sont similaires et peuvent être illustrées par la figure V.51 qui propose pour $\sigma = 1.41$ la comparaison d'un cycle de lâcher avec les images de caméra rapide. Les mêmes intervalles de temps entre deux instants sont utilisés pour les résultats numériques et expérimentaux. La poche grandit entre T_0 et T_1 pour atteindre sa longueur maximale de l'ordre de 55% de la corde. Le jet re-entrant peut être observé par transparence sur les isosurfaces issues de la simulation (traits en tirets bleus). Dans les résultats numériques et les images de caméra, la poche semble localement perturbée. Ces perturbations se propagent vers le bord d'attaque, en même temps que le jet re-entrant. A l'instant T_2 , le jet atteint le bord d'attaque et provoque le détachement d'un volume de vapeur. Ce moment correspond à un maximum local des coefficients de portance et de traînée, et au minimum de volume de vapeur dans l'écoulement. Entre les instants T_2 et T_3 , une nouvelle poche se développe au bord d'attaque et le nuage est transporté vers le bord de fuite. Les valeurs maximales de la traînée et de la portance sont obtenues entre les instants T_3 et T_4 , qui correspondent aussi

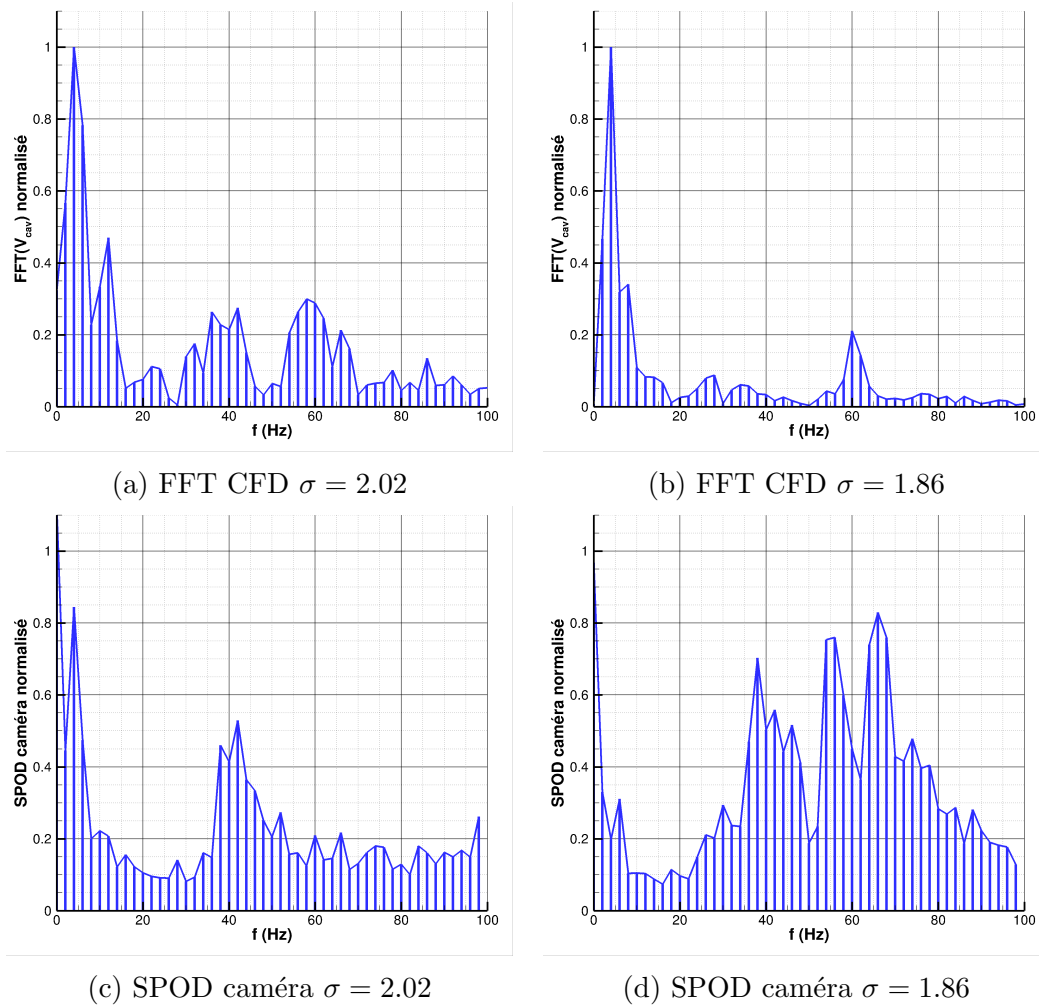


FIGURE V.50 – Comparaison des transformées de Fourier du volume total de vapeur prédit par les simulations et des spectres SPOD issus des images de caméras pour $\sigma = 2.02$ et $\sigma = 1.86$.

au maximum de volume de vapeur. Le nuage de vapeur commence alors à se condenser et les coefficients hydrodynamiques diminuent. Enfin le temps T_5 correspond au début d'un nouveau cycle et des perturbations de la poche sont de nouveaux visibles dans les résultats numériques. Les résultats numériques sont globalement en très bon accord avec les expériences. La dynamique du jet re-entrant est bien capturée par la simulation. L'évolution du nuage de vapeur est également plutôt bien prédite par le modèle numérique. On peut par exemple observer dans la simulation un tourbillon en épingle à cheveux aux instants T_3 et T_4 , qui est visible sur les images de caméra à l'instant T_5 . Le nuage de vapeur a par contre tendance à disparaître plus rapidement dans les simulations. En T_5 , le nuage a ainsi presque disparu, alors qu'il est convecté dans le sillage du profil sur les images de caméra. Il est vraisemblable qu'un maillage plus fin puisse améliorer ce point. Une alternative prometteuse consiste à utiliser l'option de raffinement automatique de maillage disponible dans le code ISIS-CFD. Cette option n'a pas été retenue dans cette thèse car elle demande un travail préliminaire de validation conséquent.

Comme pour le cas d'une poche attachée, le modèle URANS ne permet pas de capturer les lâchers secondaires de petites échelles présentées dans la section V.1.3.c. Il permet toutefois d'obtenir les perturbations locales de la poche (instants T_1 , T_2 et T_5 de la figure

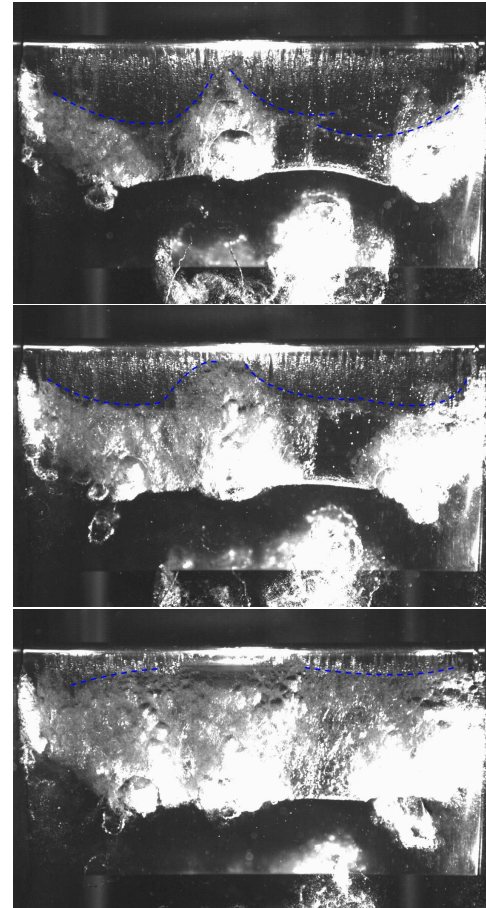
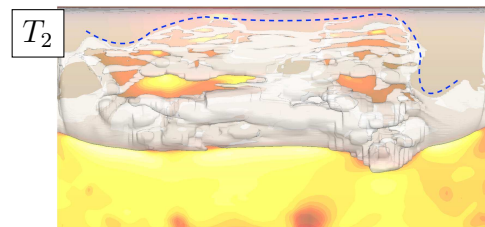
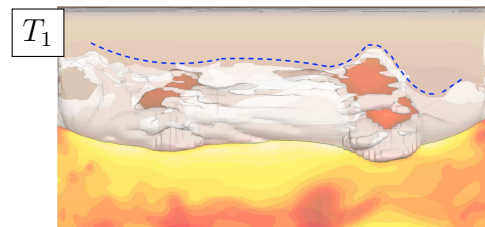
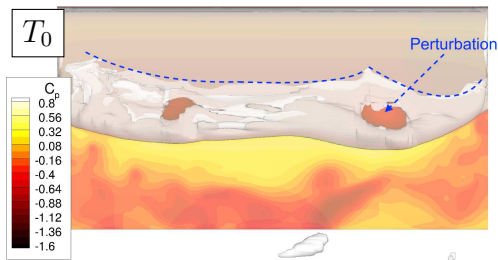
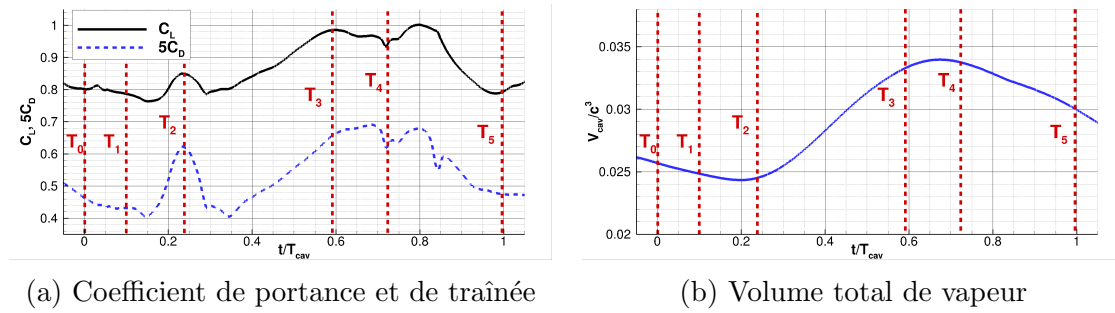


FIGURE V.51 – Comparaison d’un cycle de lâcher de nuage de vapeur pour $\sigma = 1.41$ avec les images de caméra rapide. Les isosurfaces $\alpha_v = 0.1$ sont tracées pour les résultats numériques.

V.51). La figure V.52 présente la distribution du coefficient de pression dans trois plans coupant le profil dans le sens de l’envergure. Les plans 1 et 2 sont situés aux niveaux des perturbations visibles sur l’instant T_5 de la figure V.51. Le plan 3 correspond à une partie de la poche qui n’est pas perturbée. Il existe légèrement en aval de la fermeture de poche, une zone de pression plus importante sur les deux premiers plans. A la même abscisse, la pression sur le plan 3 est bien moins importante. Les lignes de courant tracées dans les miniatures à l’instant $T_0 + 4T_{cav}/6$ montrent que cette augmentation de pression est causée par la présence d’un tourbillon au niveau du nuage de vapeur dans les plans 1 et 2. L’écoulement local est donc ralenti par un courant adverse, donnant naissance à la zone de pression plus importante. Pour le plan 3, le tourbillon existe également, mais se trouve plus loin de la fermeture de poche, en aval du nuage. La pression y est moins

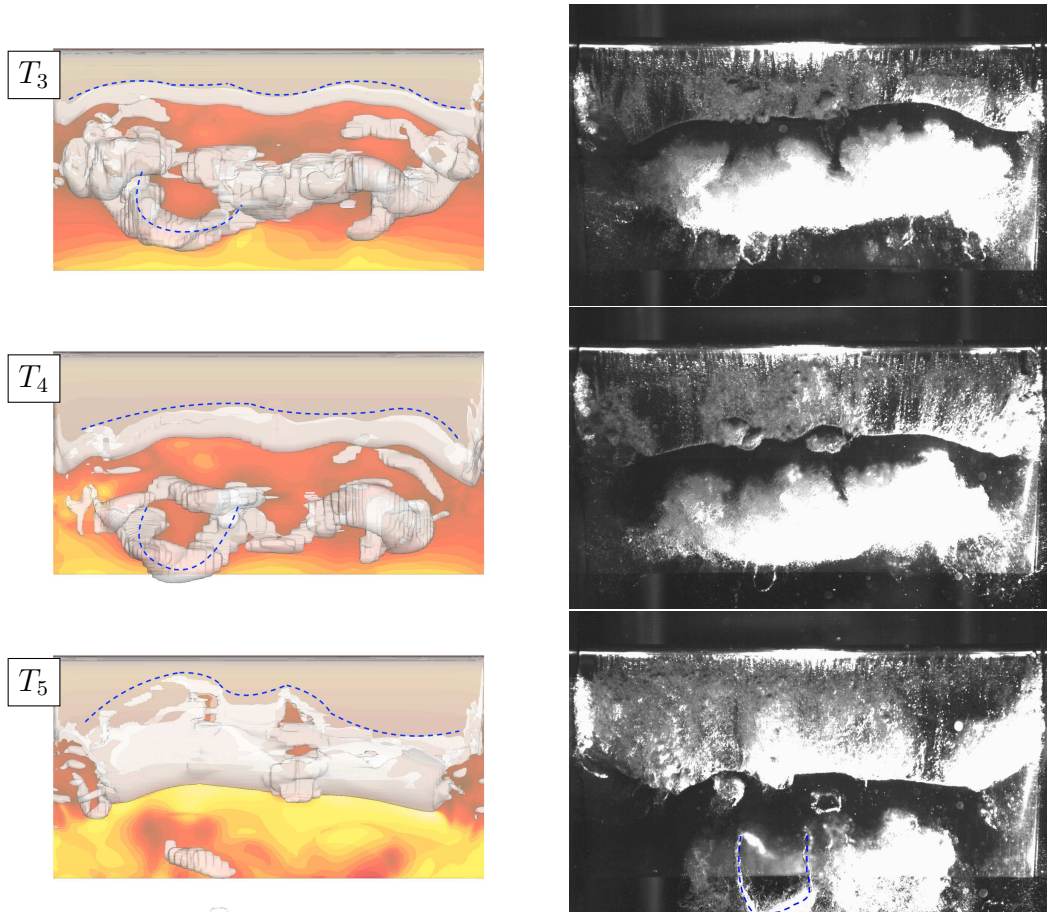


FIGURE V.51 (cont.) – Comparaison d’un cycle de lâcher de nuage de vapeur pour $\sigma = 1.41$ avec les images de caméra rapide. Les isosurfaces $\alpha_v = 0.1$ sont tracées pour les résultats numériques.

importante, proche de celle de la vapeur. A l’instant $T_0 + 5T_{cav}/6$, la pression augmente un peu plus près de la fermeture de poche sur les plans 1 et 2. Le gradient adverse de pression intensifie le jet re-entrant, qui vient localement traverser la poche et créer la perturbation. Sur le plan 3, le tourbillon initial a disparu et le jet re-entrant n’est pas assez intense pour traverser la poche. Ce mécanisme de perturbation est similaire à celui proposé par Arabnejad et al. [389] pour la formation de jets re-entrant secondaires.

Cette analyse des mécanismes de perturbation est basée sur une approche bidimensionnelle de l’écoulement. En réalité, si l’écoulement est globalement 2D dans la partie supérieure de la poche, les lignes de courant tracées en figure V.53 montrent que l’écoulement est fortement tridimensionnel au niveau du jet re-entrant. Les perturbations peuvent donc être causées par des jets re-entrant obliques.

L’isosurface du critère adimensionnel $Q^* = 30$, tracée sur la figure V.54a, suggère que les nuages de vapeur sont concentrés aux centres de tourbillons de grandes dimensions. Ces tourbillons sont plutôt tridimensionnels, et on retrouve la structure en épingle à cheveux observée sur la figure V.51. L’extraction d’un plan parallèle à la direction de la corde situé au niveau de cette structure (figure V.54b) confirme la présence de structures tourbillonnaires. Chaque nuage de vapeur est contenu dans un tourbillon, dont la taille peut être bien plus grande que celle du nuage de vapeur. Ces observations sont en accord avec les mesures LDV de Kubota et al. [225], qui mettent en évidence l’apparition

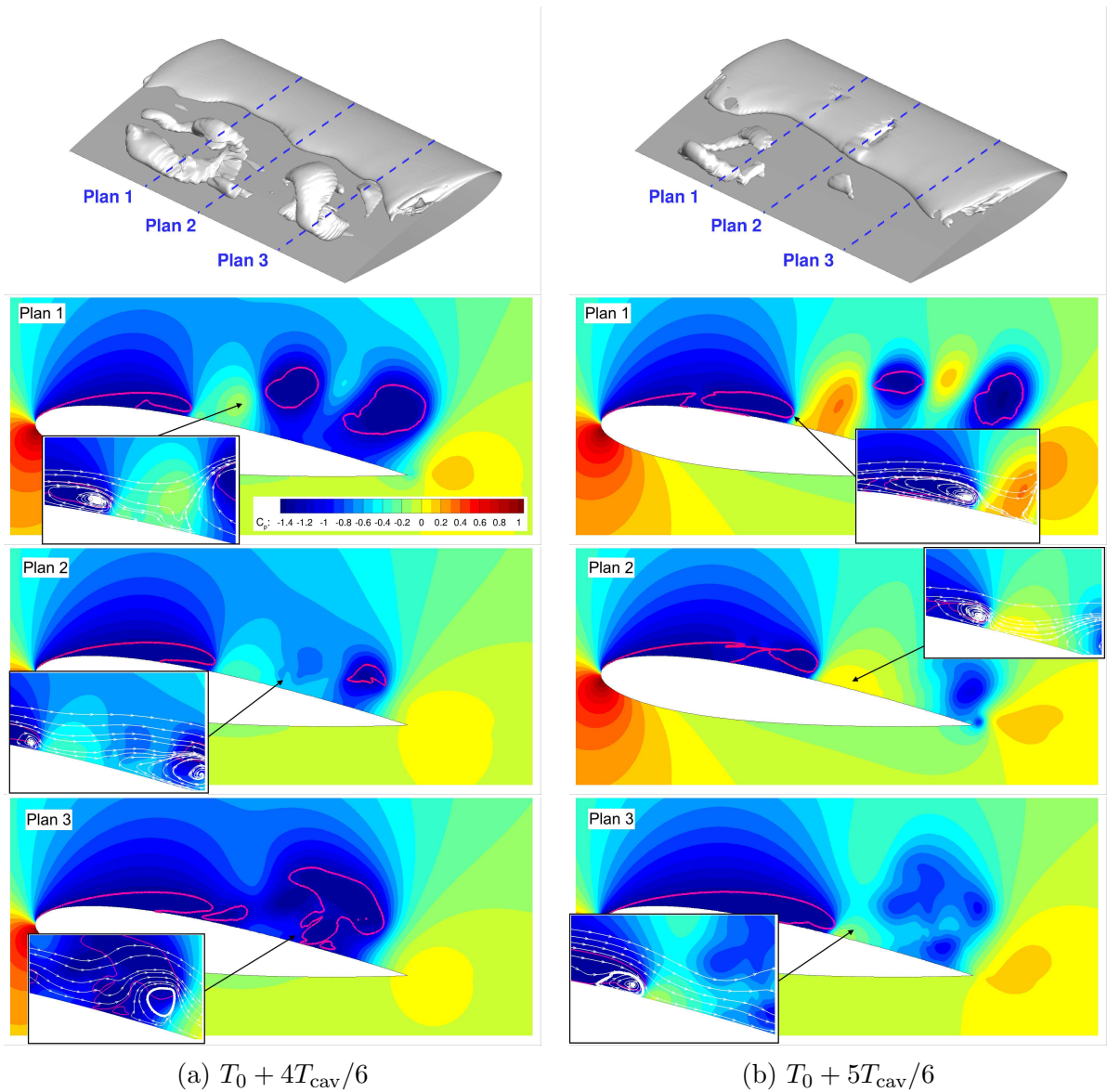


FIGURE V.52 – Illustration des mécanismes de perturbation de la poche de vapeur en différents plans le long de l'envergure. Les iso-lignes correspondant à $\alpha_v = 0.1$ sont tracées en rouge. Les lignes de courants sont tracées en blanc dans les miniatures.

d'un tourbillon de vorticité ω_z négative, lors du détachement d'un nuage de vapeur. Les zones de vorticité négative visibles dans le plan vertical extrait au niveau du tourbillon en épingle à cheveux (figure V.54b) confirment la présence de tourbillons. Les nuages de vapeur, délimités par les lignes blanches, se trouvent au centre de ces tourbillons.

V.1.4.c Comparaison des coefficients hydrodynamiques

Les variations des coefficients de portance et de traînée prédites par les simulations numériques pour $\sigma = 2.02$ et $\sigma = 1.86$ sont tracées en figure V.55. Pour les deux coefficients, les courbes révèlent des oscillations à faibles fréquences (autour de 6 Hz) et à plus hautes fréquences (autour de 40 Hz pour $\sigma = 2.02$ et 60 Hz pour $\sigma = 1.86$) similaires aux variations du volume total de vapeur présenté en figure V.49. Pour ces écoulements, les variations des efforts sont très faibles et ne représentent pas plus de 10% des va-

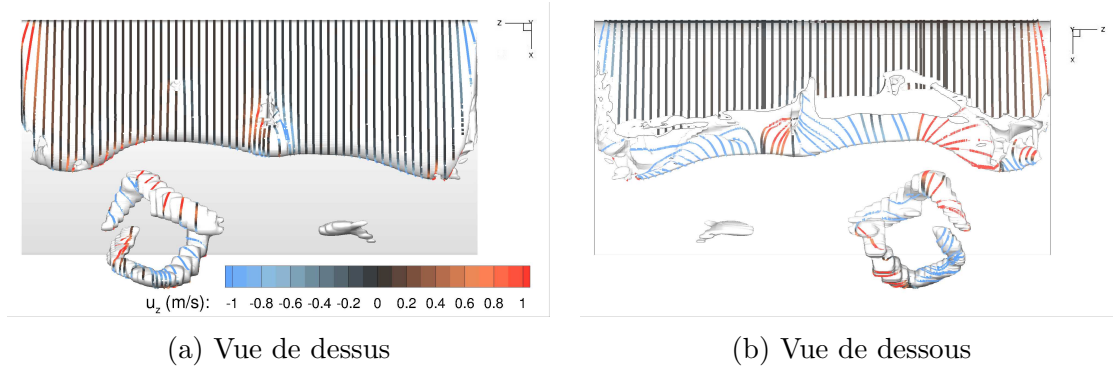


FIGURE V.53 – Lignes de courant sur la partie supérieure (à gauche) et inférieure (à droite) de la poche. Les lignes de courant sont tracées sur la surface correspondant à $\alpha_v = 0.1$

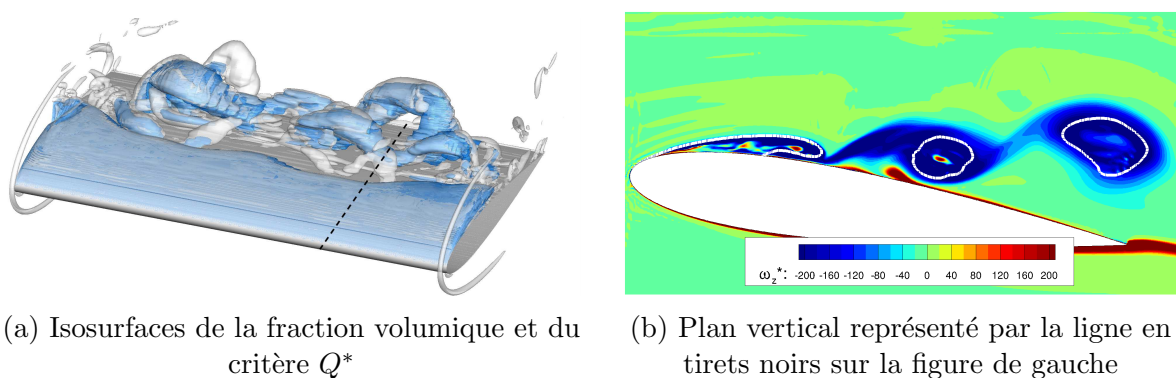


FIGURE V.54 – A droite : Isosurfaces $\alpha_v = 0.1$ en bleu et $Q^* = 30$ en blanc. A gauche : Vorticité adimensionnelle ω_z^* (les valeurs $\alpha_v = 0.1$ sont représentées par les lignes blanches).

leurs moyennes. Ces variations sont trop faibles pour être capturées avec précision par la balance hydrodynamique.

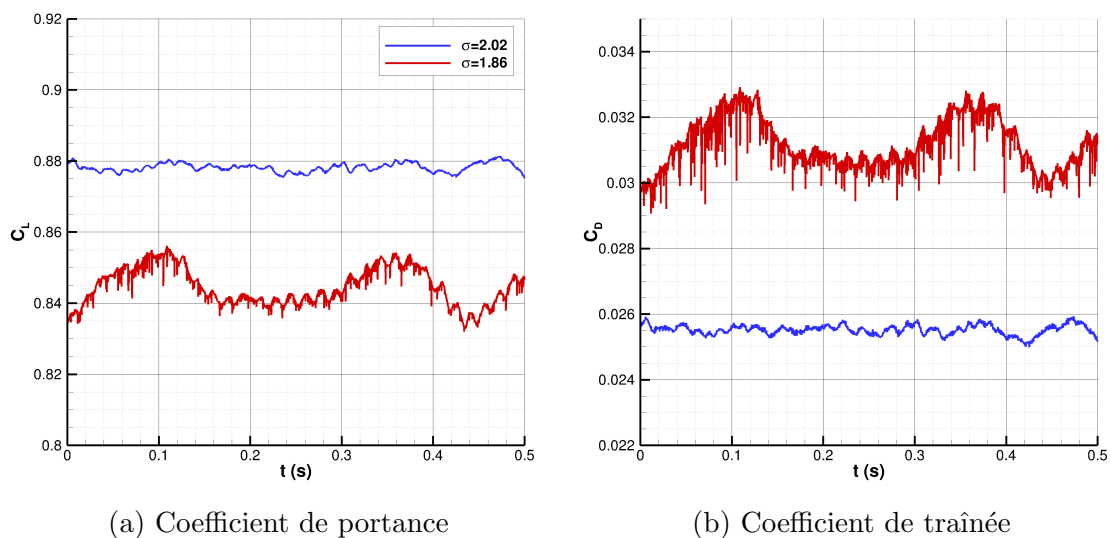


FIGURE V.55 – Coefficients de portance et de traînée prédits par les simulations pour les poches attachées à $\sigma = 2.02$ et $\sigma = 1.86$.

Pour les paramètres de cavitation $\sigma = 1.58$ et $\sigma = 1.41$ les amplitudes des variations de portance et de traînée sont assez importantes pour pouvoir comparer les résultats numériques aux mesures de la balance. La figure V.56 montre que l'allure globale des coefficients prédits par les simulations est en très bon accord avec les mesures expérimentales. Un faible décalage de phase est visible entre les coefficients numériques et expérimentaux pour $\sigma = 1.58$, qui est dû à une fréquence des lâchers légèrement inférieure dans la simulation : 41 Hz contre 42 Hz dans les expériences. Les amplitudes des harmoniques semblent plus importantes dans les expériences mais peuvent être causées par une résonance avec une fréquence caractéristique de la balance, comme expliqué en section V.1.2.c. Les valeurs maximales (lignes en tirets sur la figure V.56) mesurées par la balance sont plus grandes que celles prédites par les simulations et les valeurs minimales plus petites. Ces différences peuvent simplement s'expliquer par des considérations statistiques. En effet, les signaux de la balance sont enregistrés sur une durée de 50 s, quand les simulations ne représentent qu'un peu plus de 0.5 s d'écoulement.

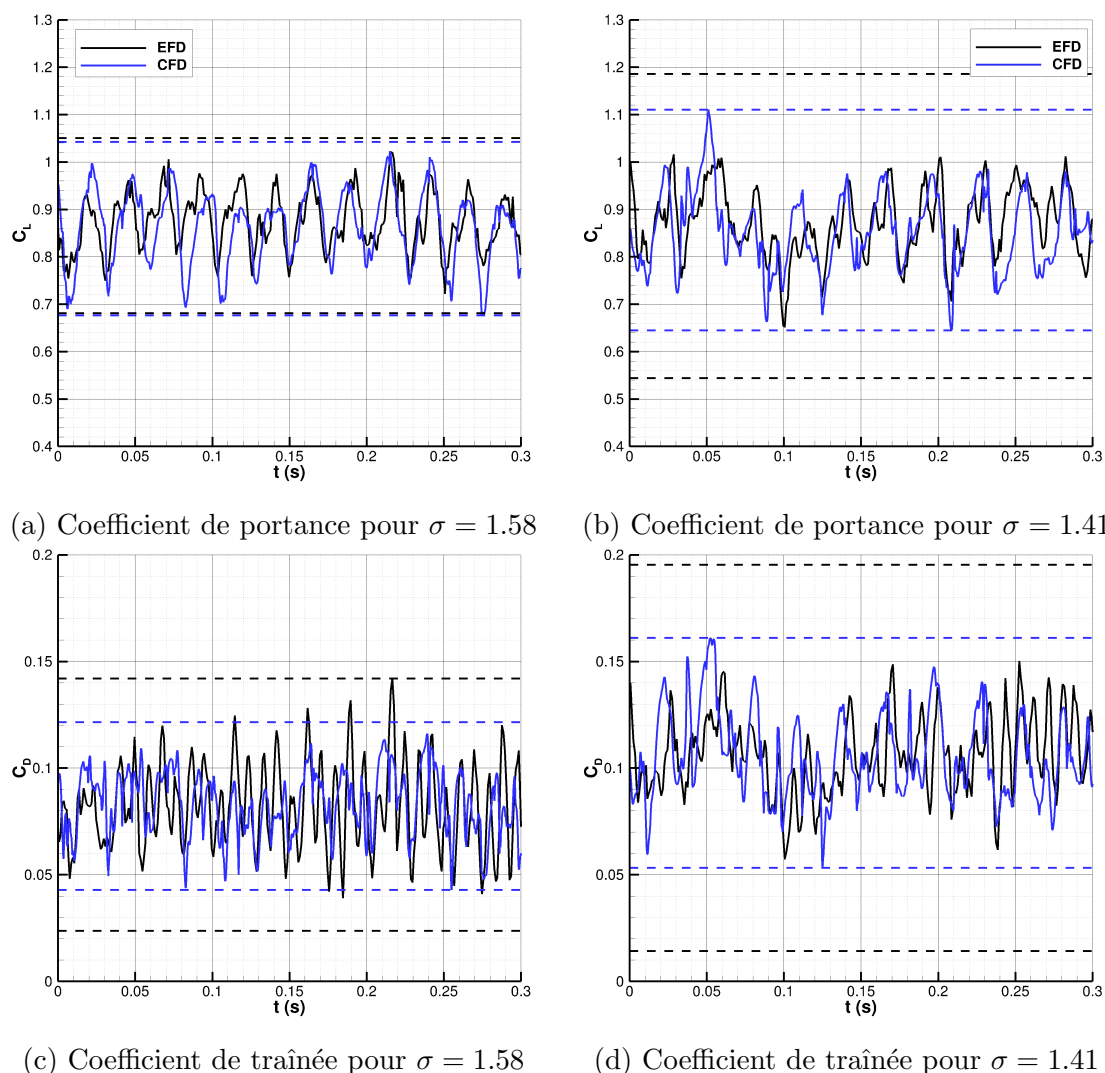
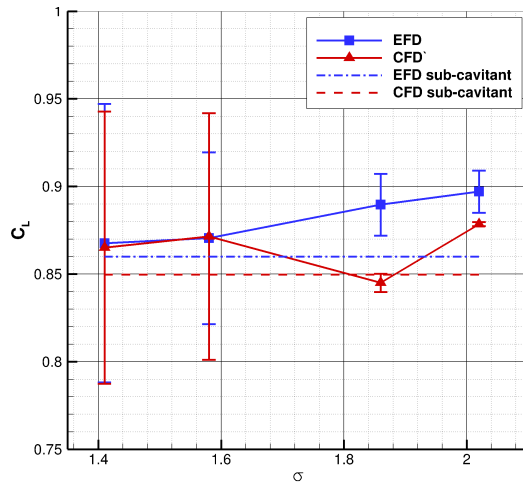
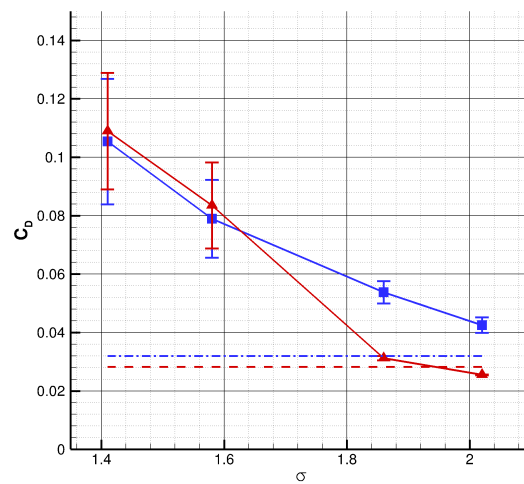


FIGURE V.56 – Comparaison des coefficients de portance et de traînée numériques avec les mesures de la balance pour $\sigma = 1.58$ et $\sigma = 1.41$.

Les valeurs moyennes et écarts-types des coefficients numériques et expérimentaux sont présentés en figure V.57. Les mêmes tendances sont obtenues dans les simulations



(a) Coefficients de portance



(b) Coefficients de traînée

FIGURE V.57 – Moyennes des coefficients de portance et de traînée pour les simulations et les expériences. Les barres d'erreurs représentent les écarts-types.

et dans les essais : alors que la portance diminue légèrement lorsque le paramètre de cavitation σ diminue, les valeurs moyennes du coefficient de traînée augmentent significativement. Les plus grandes différences entre les deux approches sur les coefficients moyens sont obtenues pour $\sigma = 2.02$ et $\sigma = 1.86$. Pour $\sigma = 1.86$; le coefficient de portance prédit par le calcul est inférieur d'environ 5% à la valeur expérimentale. Pour les deux σ les plus élevés, les prédictions numériques des coefficients de traînée sont inférieures d'environ 40%. Les simulations en régime subcavitant ont montré que la présence d'un interstice entre le profil et les parois de la veine peut augmenter considérablement la traînée. L'interstice entre le profil flexible et le hublot de la veine n'est pas pris en compte dans les simulations et peut être à l'origine des différences observées sur le coefficient de traînée. Pour $\sigma = 2.02$ et $\sigma = 1.86$, les écarts-types mesurés par la balance sont supérieurs à ceux des simulations. Sur ce point, rappelons que pour ces σ les variations des efforts enregistrées par la balance semblent majoritairement causées par du bruit de mesure. Pour les paramètres de cavitation $\sigma = 1.58$ et $\sigma = 1.41$, on obtient un excellent accord entre les prédictions numériques et les essais expérimentaux, tant sur les valeurs moyennes que sur les écarts-types.

V.1.5 Bilan sur le profil rigide

Les simulations numériques 3D permettent de bien retrouver les caractéristiques principales de la cavitation pour les écoulements considérés (tableau V.13). Pour $\sigma = 2.02$ et $\sigma = 1.86$ on retrouve les poches attachées observées expérimentalement. Pour $\sigma = 1.58$ et $\sigma = 1.41$, les simulations capturent bien le mécanisme de détachement de nuages par jet re-entrant. Les longueurs de poches et fréquences caractéristiques de la cavitation sont raisonnablement prédites par le modèle numérique. Enfin, on obtient un très bon accord entre les coefficients hydrodynamiques numériques et expérimentaux, en particulier pour les cas avec lâchers de nuages de vapeur. Les résultats de l'approche numérique sur le cas du profil rigide en écoulement cavitant sont ainsi très encourageants pour les cas plus complexes de cavitation sur le profil flexible.

σ	l_{cav}/c EFD	l_{cav}/c CFD	f_{cav} (Hz) EFD	f_{cav} (Hz) CFD	\bar{C}_L CFD	\bar{C}_L EFD	\bar{C}_D EFD	\bar{C}_D CFD
2.02	0.22	0.19 (-14%)	5, 38, 44	4, 36, 41	0.897	0.878 (-2%)	0.046	0.026 (-43%)
1.86	0.31	0.25 (-20%)	39, 55, 65	4, 60	0.890	0.844 (-5%)	0.054	0.031 (-43%)
1.58	0.5 - 0.6	0.45	42	41 (-2%)	0.870	0.871	0.079	0.084 (+6%)
1.41	0.6 - 0.7	0.55	34	34	0.867	0.865 (-0.2%)	0.105	0.109 (+4%)

TABLE V.13 – Comparaison des résultats expérimentaux et numériques 3D sur le profil rigide en écoulement cavitant.

V.2 Profil flexible

V.2.1 Analyse des résultats expérimentaux

Des mesures de vibrométrie et des acquisitions PIV ont été réalisées sur le profil flexible en écoulement cavitant pour des paramètres de cavitation compris entre $\sigma = 2.02$ et $\sigma = 1.41$. Ces données sont complétées par quelques mesures de télémétrie ainsi que des images de caméra rapide. Pour toutes les conditions d'écoulement étudiées, la vitesse d'entrée de veine est fixée à $U_0 = 6$ m/s et l'angle d'attaque fixé à $\alpha = 8^\circ$.

V.2.1.a Spectres de vibration

La figure V.58 présente pour différents paramètres σ , les moyennes sur les points de mesure des spectres issus du vibromètre. L'étude de l'écoulement cavitant autour du profil rigide a montré que les variations de portance augmentent avec le développement de la cavitation. Les amplitudes moyennes des spectres de vibrométrie augmentent donc logiquement lorsque le paramètre σ diminue.

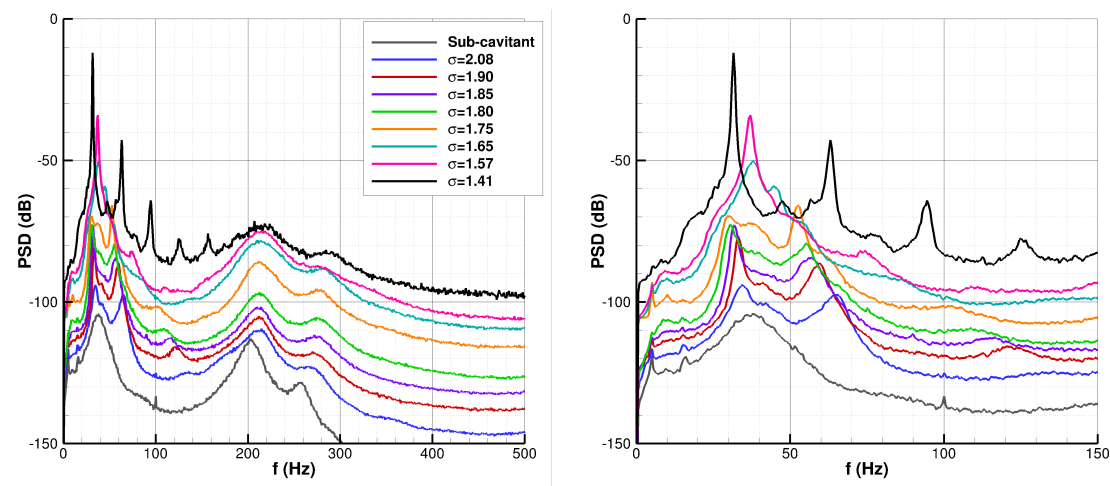


FIGURE V.58 – Spectres mesurés avec le vibromètre pour différentes valeurs du paramètre σ . La figure de droite représente un zoom de la figure de gauche autour des fréquences de la poche.

Pour $\sigma = 2.02$, l'apparition d'une poche de cavitation attachée au bord d'attaque fait ressortir une fréquence à 65 Hz, qui n'est pas présente sur le spectre de l'écoulement subcavitant. L'analyse SPOD des images de caméra rapide (figure V.59) révèle que cette fréquence est due à de petits lâchers de vapeur qui apparaissent localement en $z/s = 0.6$. La poche reste toutefois attachée au bord d'attaque et représente environ 30% de la corde. En plus de la fréquence caractéristique de la cavitation, on retrouve le pic associé au premier mode de flexion autour de 34.5 Hz. La fréquence du premier mode a donc diminué par rapport au régime subcavitant. Ce phénomène, déjà observé par Lelong [7] est plutôt surprenant, car l'apparition de vapeur devrait avoir tendance à diminuer la masse ajoutée, et donc augmenter les fréquences propres du profil. C'est bien ce que l'on obtient pour les deuxième et troisième modes du profil, dont les fréquences passent respectivement de 202 Hz et 256 Hz en écoulement subcavitant, à 212 Hz et 270 Hz pour $\sigma = 2.02$. Entre $\sigma = 2.02$ et $\sigma = 1.75$, les spectres de vibrométrie sont plutôt similaires. On retrouve un pic caractérisant la cavitation, dont la fréquence diminue jusqu'à $f_{\text{cav}} = 52.5$ Hz pour le

paramètre $\sigma = 1.75$. L'amplitude de ce pic augmente avec la diminution du paramètre de cavitation et son harmonique devient de plus en plus visible sur les spectres. Pour $\sigma = 1.8$, des lâchers de vapeur sont déjà visibles sur les images de caméra et la poche atteint une longueur maximale correspondant à 45% de la corde. La fréquence du mode de flexion continue de diminuer, jusqu'à atteindre la valeur $f_1 = 30$ Hz pour $\sigma = 1.75$. La largeur du pic de flexion diminue, suggérant que l'amortissement hydrodynamique diminue lorsque la cavitation se développe. Au contraire les largeurs des pics des deuxième et troisième modes augmentent, évoquant une augmentation de l'amortissement. Alors que la fréquence du deuxième mode reste presque constante autour de 212 Hz, celle du troisième mode augmente jusqu'à 290 Hz pour le paramètre de cavitation le plus bas.

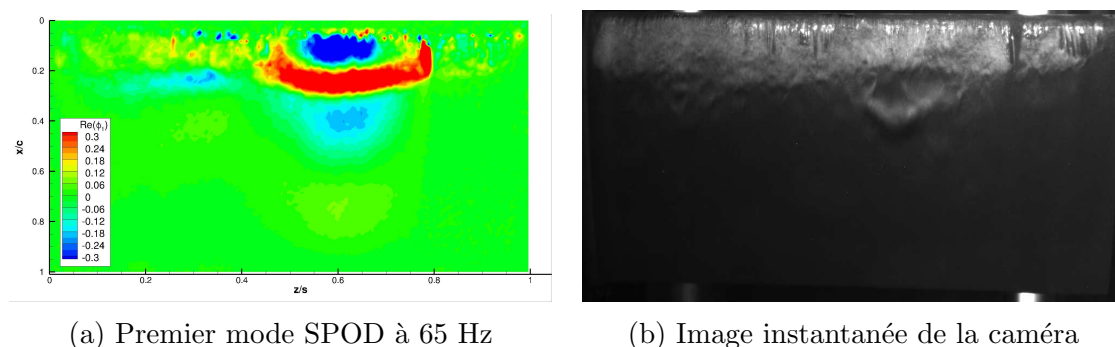


FIGURE V.59 – Exemple des petits lâchers de vapeur observés pour $\sigma = 2.02$ sur le profil flexible.

Pour $\sigma = 1.75$, l'amplitude maximale du spectre est obtenue à une fréquence $f_{\text{cav}} = 52.5$ Hz correspondant à la dynamique de la poche de cavitation. Un autre pic semble apparaître autour de 38 Hz, proche de la fréquence du premier mode de flexion en écoulement subcavitant. Lorsque le paramètre de cavitation diminue à une valeur $\sigma = 1.65$, l'amplitude de ce pic s'intensifie et dépasse celle du pic à 45.5 Hz. Pour $\sigma = 1.58$, on ne peut distinguer qu'un large pic, centré sur une fréquence de 37 Hz. La longueur maximale de la poche représente alors 58% de la corde du profil. Lorsque la pression dans la veine diminue pour atteindre un paramètre $\sigma = 1.41$, on obtient un pic très étroit à 31.5 Hz. Les trois premières harmoniques à 63 Hz, 94.5 Hz et 126 Hz sont particulièrement visibles. On distingue aussi les demi-harmoniques autour des fréquences $f = 47.5$ Hz et $f = 78.5$ Hz. Des mesures supplémentaires ont été effectuées sur quelques points du profil pour $\sigma = 1.50$ et $\sigma = 1.46$. Pour ces écoulements, les spectres sont similaires à celui obtenu pour $\sigma = 1.41$, présentant un pic très étroit et énergétique à 33.5 Hz pour $\sigma = 1.50$ et 33 Hz pour $\sigma = 1.46$. Les harmoniques de ces fréquences sont aussi visibles sur les spectres de vibration et peuvent évoquer l'existence d'un *lock-in* entre la fréquence des lâchers de nuages et la fréquence du premier mode de flexion.

Les amplitudes de vibration autour de la fréquence du mode de flexion en écoulement subcavitant $f_1^{\text{sub}} = 38$ Hz ne semblent pas totalement disparaître lorsque la poche de vapeur apparaît (figure V.58). Ces amplitudes semblent même s'intensifier lorsque le paramètre de cavitation diminue, en particulier pour $\sigma = 1.75$ et $\sigma = 1.65$. Pour $\sigma = 1.65$, la fréquence du pic le plus important se trouve autour f_1^{sub} , alors qu'un pic est également visible autour de 45 Hz. Les spectres semblent donc indiquer que le mouvement du profil est la superposition de vibrations à la fréquence de la poche, de vibrations du premier mode de flexion en écoulement cavitant mais aussi, dans une moindre mesure,

de vibrations au mode de flexion en écoulement subcavitant. En diminuant, la fréquence des oscillations de la poche va d'abord coïncider avec la fréquence du mode de flexion en écoulement subcavitant, avant d'atteindre la fréquence moins élevée du mode de flexion en écoulement cavitant. On peut donc supposer que les oscillations de la poche peuvent venir exciter le mode de flexion en écoulement subcavitant, expliquant ainsi le pic observé autour de 38 Hz pour $\sigma = 1.65$.

V.2.1.b Vitesses de vibration instantanées

L'évolution des vitesses de vibration mesurées à mi-envergure près du bord de fuite est tracée en figure V.60, pour quatre valeurs du paramètre de cavitation. Pour $\sigma = 2.02$ et $\sigma = 1.86$, on retrouve bien des oscillations aux fréquences du premier mode f_1 et de la poche de cavitation f_{cav} . Les vibrations aux fréquences des deuxième et troisième modes du profil sont également visibles. L'amplitude des vitesses de vibration mesurée pour $\sigma = 1.58$ et $\sigma = 1.41$ est beaucoup plus importante, environ 10 fois supérieure à celle mesurée pour $\sigma = 2.02$. Pour ces deux écoulements, les mesures révèlent des vibrations à une fréquence principale, à laquelle se superposent des oscillations aux fréquences du mode de torsion et du deuxième mode de flexion.

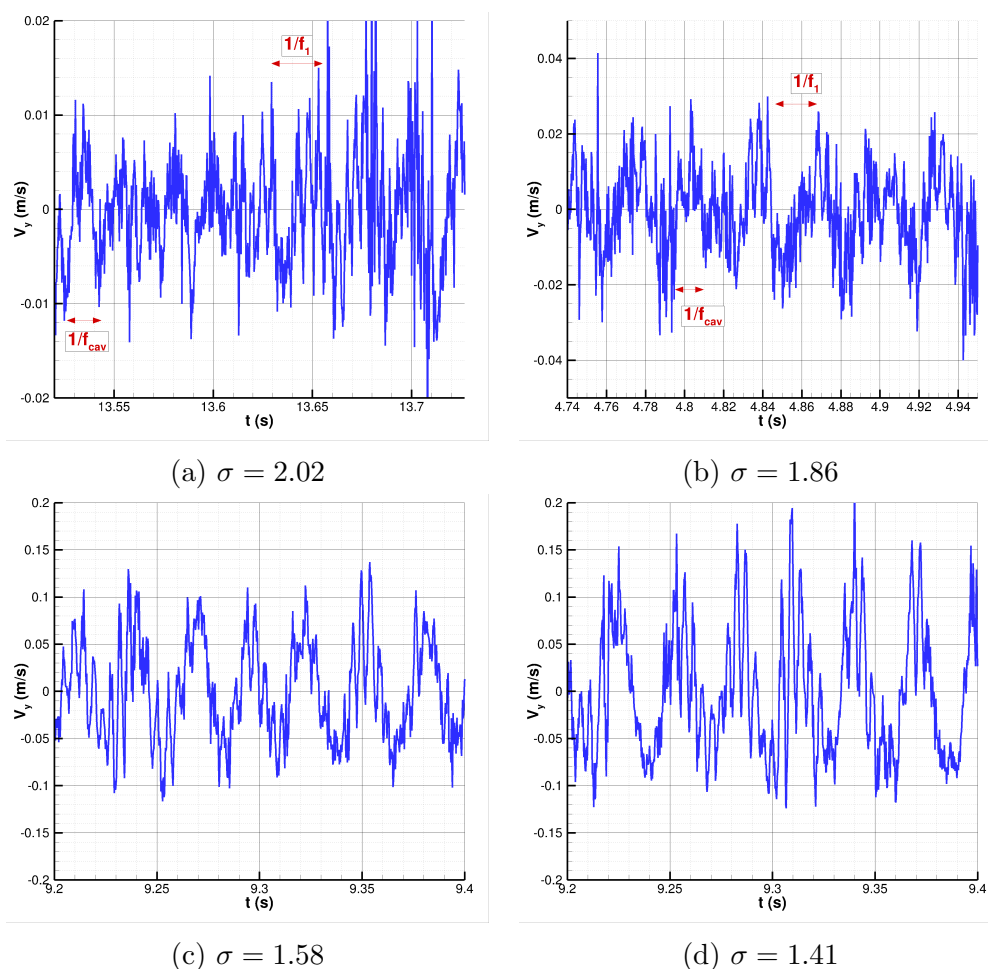


FIGURE V.60 – Vitesses de vibration instantanées mesurées en $x/c = 0.96$ et $z/s = 0.51$ pour quatre paramètres de cavitation.

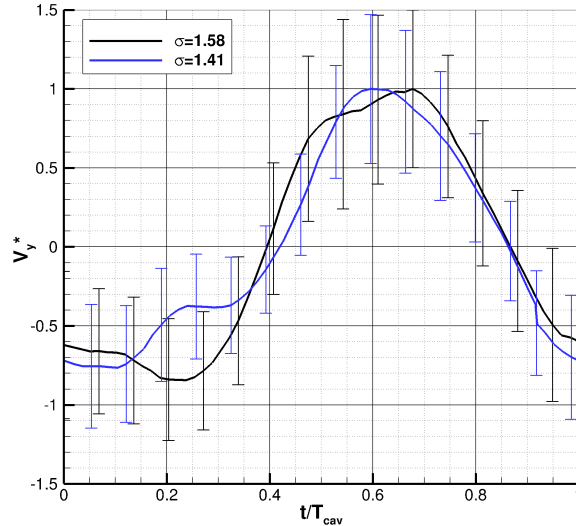


FIGURE V.61 – Moyennes de phase des vibrations (calculées sur 1000 périodes) mesurées en $x/c = 0.96$ et $z/s = 0.51$. Les valeurs sont normalisées par la vitesse maximale et les barres d'erreurs représentent les écarts-types.

Les harmoniques observées sur les spectres de vibration pour $\sigma = 1.41$ sont difficilement identifiables sur les courbes des valeurs instantanées de la figure V.60. Afin d'estimer l'influence de ces harmoniques, des moyennes de phase (figure V.61) ont été calculées à partir des vitesses instantanées pour $\sigma = 1.58$ (paramètre auquel il n'y a pas d'harmoniques sur les spectres) et $\sigma = 1.41$ (paramètre pour lequel des harmoniques existent). La principale différence entre les courbes semble se trouver en $t/T_{cav} = 0.2$, où on observe pour $\sigma = 1.41$ un maximum local de vitesse. Hormis cet extremum, les deux courbes sont globalement similaires. Notons qu'à cause d'écarts types relativement élevés, il est difficile de conclure sur l'influence des harmoniques sur les vibrations du profil, qui semble plutôt faible.

Une transformation en ondelettes de Morlet a également été appliquée aux signaux de vitesses instantanées. Les diagrammes temps-fréquence des transformées ainsi que l'évolution des parties réelles aux fréquences des pics sont présentés en figure V.62. Pour les paramètres de cavitation $\sigma = 2.02$, $\sigma = 1.86$ et $\sigma = 1.58$, les transformées présentent de légères fluctuations de la fréquence du mode de flexion proche de 30 Hz. Les amplitudes des vibrations aux fréquences d'oscillation de la poche de cavitation semblent aussi varier au cours du temps. Les transformées en ondelettes permettent de révéler l'existence de basses fréquences, dont les amplitudes varient aussi au cours du temps. Pour $\sigma = 1.41$, les amplitudes de la transformée en ondelettes semblent plus constantes. La fréquence principale des vibrations et son harmonique fluctuent aussi moins que pour les valeurs de paramètres de cavitation plus élevées. Ces différences avec les écoulements à d'autres σ peuvent suggérer un phénomène d'accrochage fréquentiel entre le premier mode de flexion et les oscillations de la poche de cavitation.

V.2.1.c Comparaison des dynamiques de cavitation pour $\sigma = 1.58$ et $\sigma = 1.41$

Des images du profil et de la poche de cavitation ont été prises à l'aide d'une caméra rapide pour $\sigma = 1.58$ et $\sigma = 1.41$, afin de comprendre si la présence d'harmoniques sur les spectres expérimentaux de vibration pour $\sigma = 1.41$ est due à un changement significatif

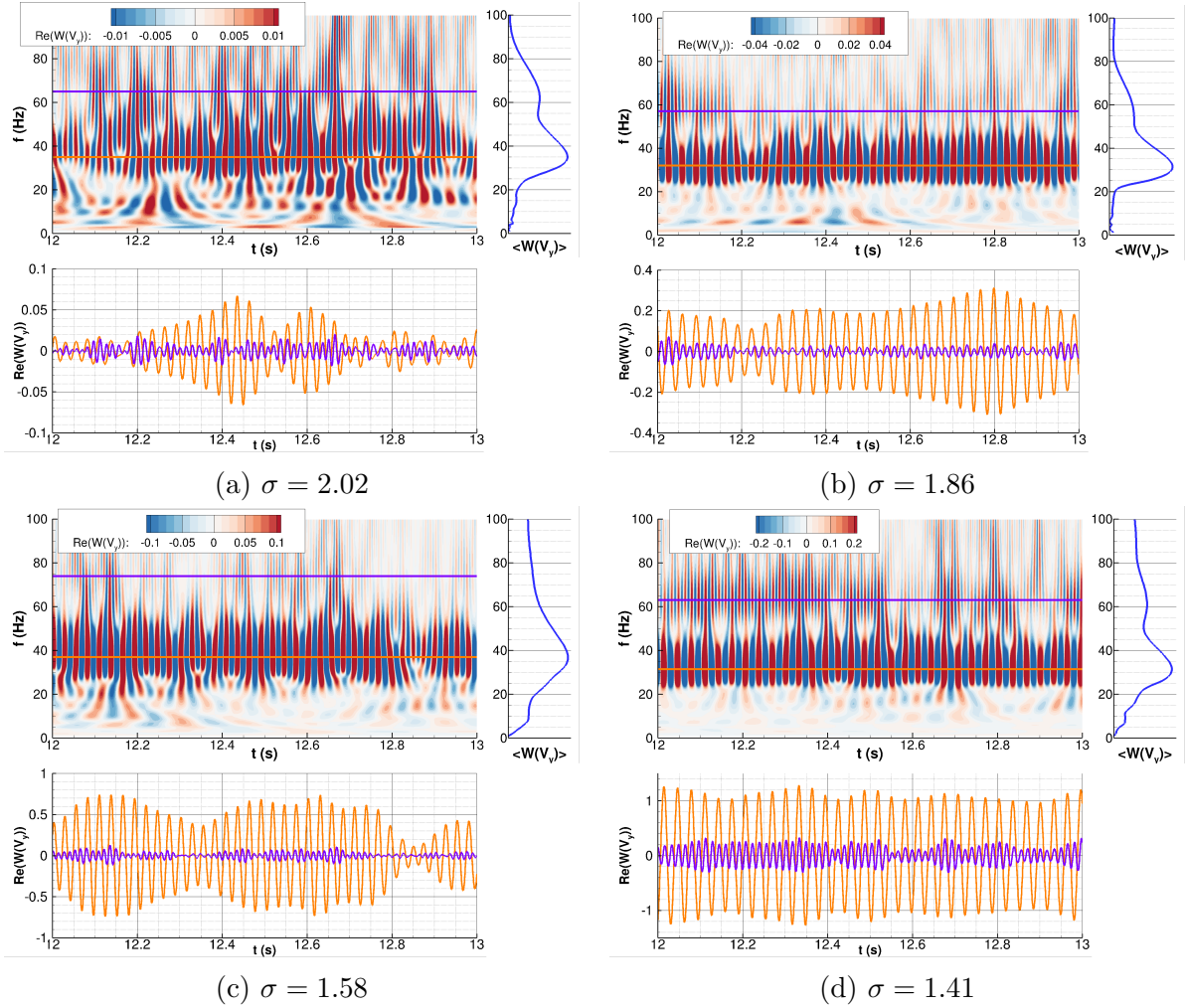
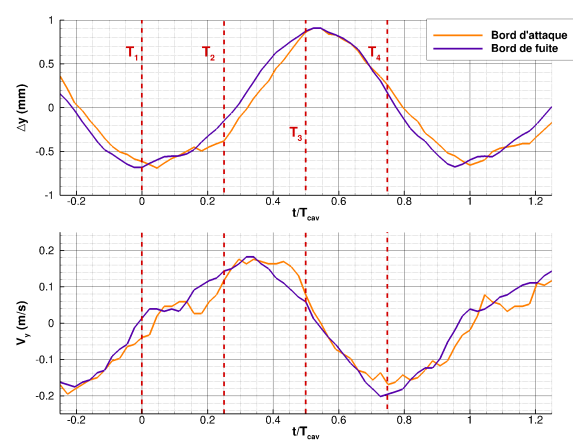
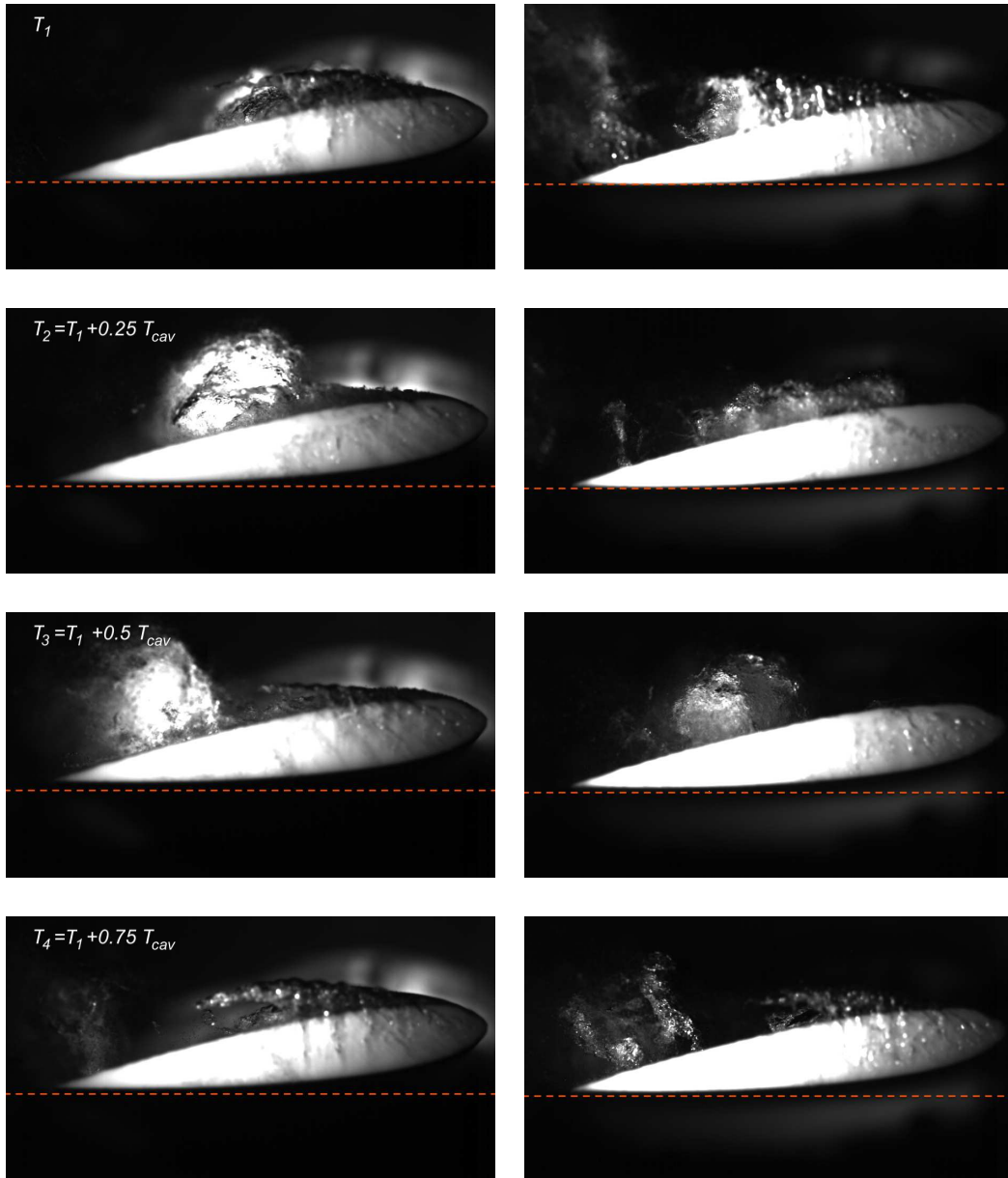


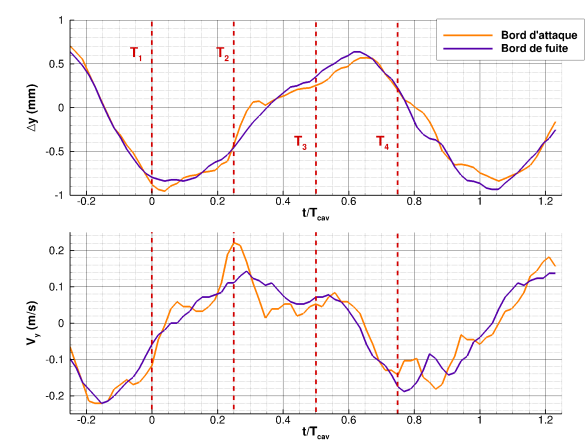
FIGURE V.62 – Transformée par ondelettes des vitesses de vibration mesurées en $x/c = 0.96$ et $z/s = 0.51$ pour quatre paramètres de cavitation. Les courbes des parties inférieures tracent les évolutions temporelles des parties réelles, aux fréquences des pics observés, désignées par les lignes orange et violette sur les diagrammes temps-fréquence.

de l'écoulement. Les images sont post-traitées pour obtenir les déplacements verticaux du bord d'attaque et du bord de fuite à l'extrémité libre. Les vitesses de vibration sont calculées en appliquant un filtre de Savitzky-Golay [393] aux déplacements. Les images de la poche de cavitation sur une période T_{cav} sont présentées en figure V.63 pour les deux paramètres de cavitation. Pour les deux écoulements, les évolutions des poches de cavitation sont très similaires à celles observées sur le profil rigide. La poche se développe jusqu'à atteindre une taille critique pour laquelle le jet re-entrant vient déstabiliser l'interface près du bord d'attaque (instant T_1 sur la figure V.63). Cet instant correspond approximativement au minimum de flexion du profil. Un nuage de vapeur est transporté par l'écoulement entre les instants T_2 et T_3 . La flexion du profil augmente, jusqu'à atteindre un maximum autour de l'instant T_3 . Le nuage de vapeur s'approche alors du bord de fuite, où il disparaît en grande partie par condensation. La condensation du nuage s'accompagne d'une phase de diminution de la flexion, pendant laquelle la poche attachée au bord d'attaque se développe.

Les vibrations du profil ne semblent donc pas avoir d'influence significative sur la poche de cavitation. Pour $\sigma = 1.58$ comme pour $\sigma = 1.41$, on observe des lâchers de nuages



(a) $\sigma = 1.58$



(b) $\sigma = 1.41$

FIGURE V.63 – Comparaison des dynamiques de poches et des vibrations observées pour $\sigma = 1.58$ (à gauche) et $\sigma = 1.41$ (à droite).

causés par un jet re-entrant (figure V.64a). L'apparition d'harmoniques sur les spectres de vibration ne semble donc pas liée à un changement de dynamique de la poche. La présence de ces harmoniques se devine toutefois sur les vitesses de vibration issues des images de caméra pour $\sigma = 1.41$ (figure V.63b). Lorsque les lâchers de nuages de vapeur se font à la fréquence dominante des oscillations du profil, les différentes étapes de la dynamique de la cavitation sont résumées sur la figure V.64b

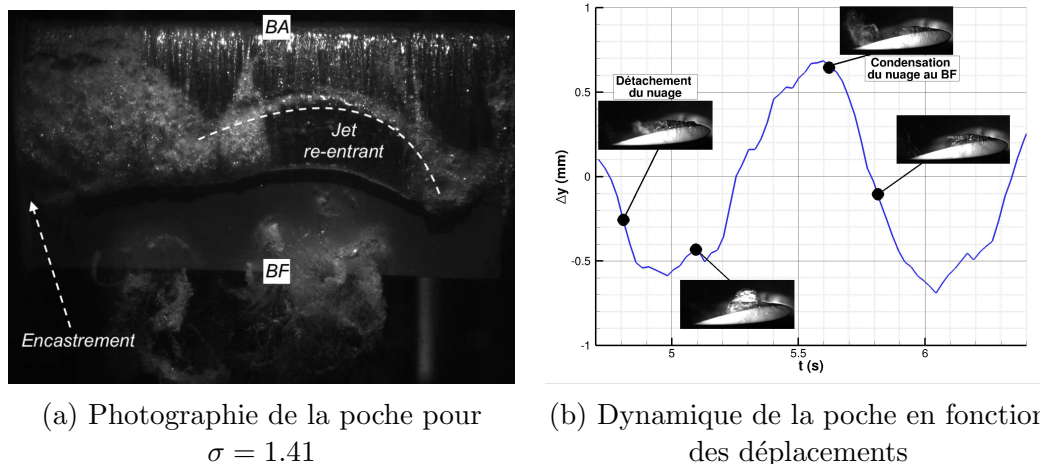


FIGURE V.64 – Photographie de la poche pour $\sigma = 1.41$ et évolution typique de la poche lorsque la fréquence des lâchers est égale à la fréquence principale des vibrations.

V.2.1.d Modes propres du profil en écoulement cavitant

Les mesures de vibrométrie permettent d'analyser l'influence de la cavitation sur les modes propres du profil. Comme observé par Lelong [7], le premier mode de flexion ne semble pas modifié par la présence de vapeur. Dans sa thèse, Lelong [7] montre par contre que la poche de cavitation modifie significativement l'allure du mode de torsion, en particulier la position de la ligne nodale. Ces observations ne sont pas retrouvées lors des essais réalisés dans cette thèse. Les modes de torsion mesurés en écoulement cavitant sont globalement similaires au mode de torsion en régime subcavitant (figure V.65). Les amplitudes relatives du mode de torsion dans le plan situé à 89% de l'envergure sont proposées en figure V.66a. Les amplitudes varient presque linéairement dans le sens de la corde, comme dans le cas subcavitant. Pour les paramètres $\sigma = 2.02$ et $\sigma = 1.86$, auxquels la poche reste partiellement attachée, les amplitudes relatives au bord de fuite sont moins élevées (en valeurs absolues) que dans le cas subcavitant, suggérant un possible décalage de la ligne nodale vers le bord d'attaque. Ces observations sont en accord avec les travaux de De La Torre et al. [377], où la même tendance est décrite pour un NACA 0009 avec une poche de cavitation attachée. Lorsque les lâchers de nuage dominent la dynamique de la cavitation pour $\sigma = 1.58$ et $\sigma = 1.41$ ce décalage disparaît. L'angle de torsion peut être calculé le long de l'envergure par interpolation linéaire des amplitudes modales suivant la corde. Contrairement aux mesures de Lelong [7], la figure V.66b montre que l'angle de torsion ainsi calculé reste proche de la théorie des vibrations d'une poutre (Blevins [374]).

Pour le deuxième mode de flexion, l'influence de la cavitation est similaire à celle présentée par De La Torre et al. [377], et les amplitudes des vibrations relatives semblent augmenter près du bord d'attaque par rapport au cas sans cavitation. De nouveau, l'in-

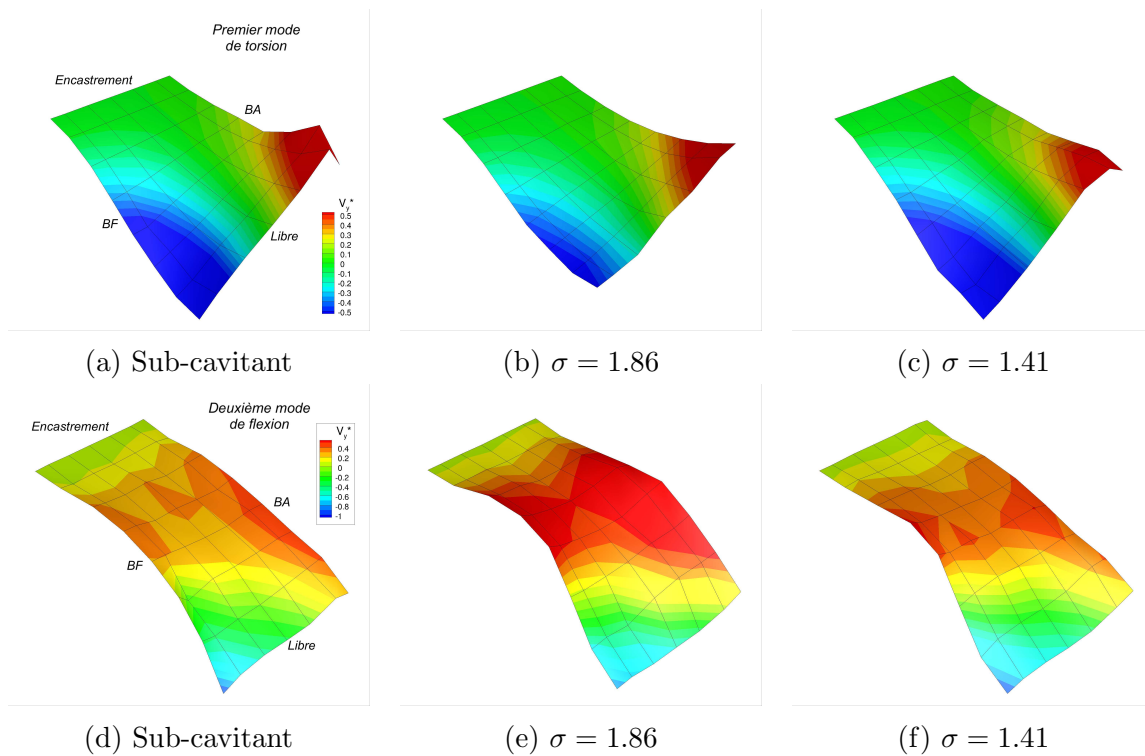


FIGURE V.65 – Comparaison des deuxième et troisième modes du profil mesurés en régimes cavitants à ceux mesurés en régime subcavitant.

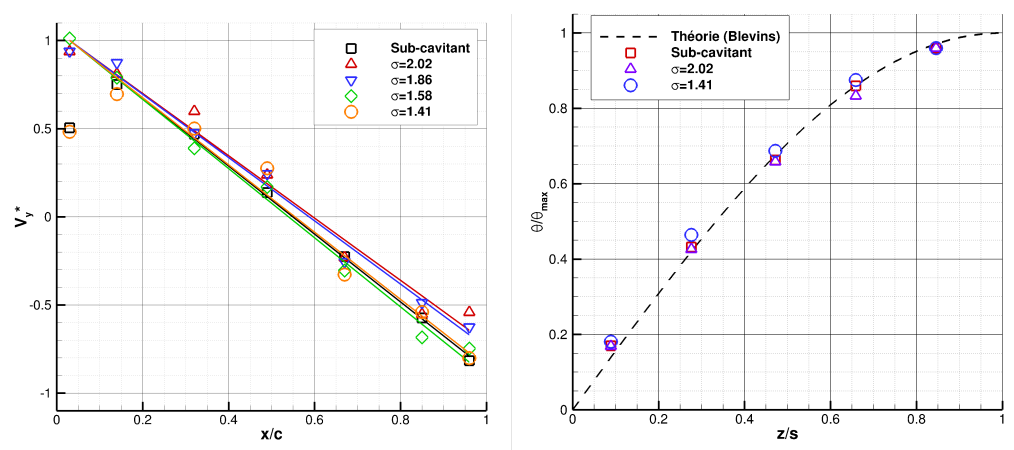


FIGURE V.66 – Amplitudes relatives des vibrations du mode de torsion à l'extrémité libre et évolution de l'angle de torsion le long de l'envergure en écoulements cavitants et subcavitant.

fluence de la cavitation est moins importante pour l'écoulement avec lâchers de nuages à $\sigma = 1.41$, que pour les poches attachées $\sigma = 2.02$ et $\sigma = 1.86$.

V.2.1.e Effets de masse ajoutée

Comme mentionné dans le premier chapitre, les amplitudes modales du profil en écoulement cavitant sont solutions d'équations du type oscillateur paramétrique. En effet, les oscillations de la poche de cavitation provoquent des variations des coefficients de masse, raideur et amortissement ajoutés. Les équations modales s'écrivent donc sous la forme :

$$(m_{i,a}^{\text{cav}}(t) + m_i)\ddot{q}_i(t) + (c_{i,a}^{\text{cav}}(t) + c_i)\dot{q}_i(t) + (k_{i,a}^{\text{cav}}(t) + k_i)q_i(t) = \tilde{f}_i(t) \quad (\text{V.3})$$

Ce type d'équation non-linéaire peut faire apparaître des phénomènes de modulation de fréquence et d'amplitude. En ne considérant que les variations de la masse ajoutée, Rajaomazava et al. [394] montrent que la réponse hydroélastique d'une structure peut faire apparaître un phénomène de modulation de fréquence, dont un spectre caractéristique est proposé en figure V.67. Si le profil vibre majoritairement à une fréquence f_1 et que la

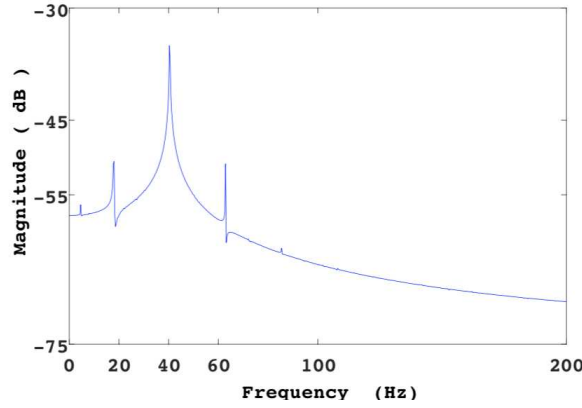


FIGURE V.67 – Exemple du spectre de vibration d'un oscillateur paramétrique avec modulation d'amplitude, extrait de Rajaomazava et al. [394].

poche de vapeur oscille à une fréquence f_{cav} , on peut alors observer dans le spectre des vibrations, des pics aux fréquences $f_{\text{mod}} = f_1 \pm n f_{\text{cav}}$ ($n=1,2,3,\dots$). Ce type de modulation a été mise en évidence par Akcabay et al. [284] et Akcabay et Young [291] pour les vibrations de profils flexibles en écoulement cavitant. Cette forme caractéristique du spectre n'est toutefois pas retrouvée sur l'ensemble des mesures de vibrométrie. En revanche, elle ressemble au spectre mesuré pour $\sigma = 1.41$ (ainsi que $\sigma = 1.50$ et $\sigma = 1.45$), pour lesquels des harmoniques sont observées. Dans ce cas, un unique pic (et ses harmoniques) est observé à f_{cav} sur le spectre et il est donc vraisemblable que la poche et le profil oscillent à la même fréquence. Les pics de modulation doivent donc apparaître aux fréquences $f_{\text{mod}} = f_{\text{cav}} \pm n f_{\text{cav}}$, qui sont les harmoniques de la fréquence de vibration dominante f_{cav} . Le terme non-linéaire de l'équation (V.3) pourrait ainsi être à l'origine des harmoniques présentes sur les spectres expérimentaux pour $\sigma < 1.58$. La présence d'harmoniques est donc vraisemblablement liée au *lock-in* entre la fréquence de la cavitation et la fréquence du mode de flexion.

La fréquence du premier mode de flexion en écoulement cavitant peut s'exprimer sous la forme :

$$f_{1,0}^{\text{cav}} = 2\pi f_{1,0}^{\text{air}} \sqrt{\frac{1 + \tilde{k}_{1,a}^{\text{cav}}}{1 + \tilde{m}_{1,a}^{\text{cav}}}} \quad (\text{V.4})$$

Les coefficients de raideur et masse ajoutées s'écrivent :

$$\tilde{k}_{1,a}^{\text{cav}} = \frac{k_{1,a}^{\text{cav}}}{k_1} \quad \text{et} \quad \tilde{m}_{1,a}^{\text{cav}} = \frac{m_{1,a}^{\text{cav}}}{m_1}$$

où $k_{1,a}^{\text{cav}}$ et $m_{1,a}^{\text{cav}}$ sont respectivement les raideur et masse ajoutées en écoulement cavitant. Lorsque le volume de vapeur augmente autour du profil, le coefficient de masse ajoutée $\tilde{m}_{1,a}^{\text{cav}}$ diminue, car la masse volumique de la vapeur est moins importante que celle de l'eau liquide. D'après l'équation (V.4), les effets de masse ajoutée doivent donc augmenter la fréquence du mode de flexion $f_{1,0}^{\text{cav}}$ par rapport à la fréquence en écoulement subcavitant (De la Torre et al. [395]). Au contraire, la fréquence du mode de flexion diminue lorsque le volume de vapeur augmente. Une augmentation de l'amortissement dû au fluide pourrait expliquer cette diminution, cependant le pic du premier mode de flexion semble s'affiner lorsque le paramètre σ diminue, et l'amortissement a donc probablement tendance à diminuer. La diminution de la fréquence du premier mode de flexion en écoulement cavitant s'explique donc peut être par une diminution de la raideur ajoutée $\tilde{k}_{1,a}^{\text{cav}}$.

V.2.1.f Acquisitions PIV

Les champs de vitesse dans le plan vertical à mi-envergure ont été mesurés pour différents paramètres de cavitation, compris entre $\sigma = 2.08$ et $\sigma = 1.50$, à l'aide d'acquisitions TR PIV (*Time Resolved PIV*).

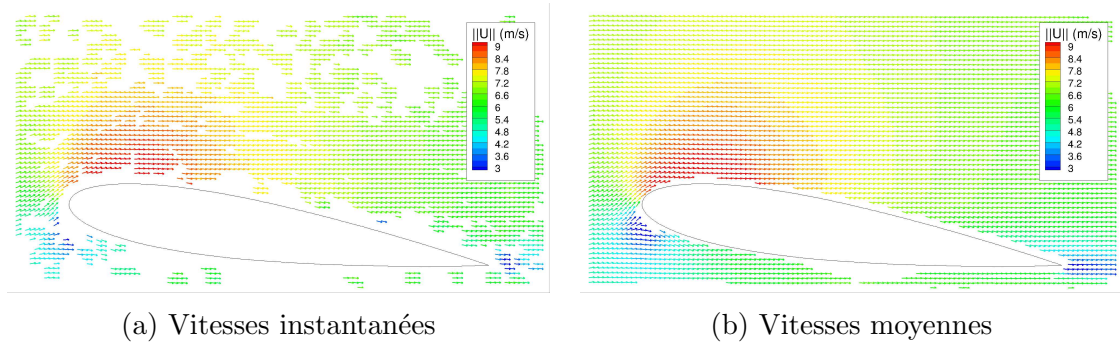


FIGURE V.68 – Champ des vitesses PIV instantanées et moyennes, dans le plan à mi-envergure, pour $\sigma = 2.08$. Seuls les vecteurs moyens calculés avec au moins 200 valeurs instantanées sont tracés pour le champ moyen.

Pour $\sigma = 2.08$, un exemple de champ de vitesse PIV instantané est donné en figure V.68a. Le dispositif d'ensemencement ne permet pas d'obtenir une distribution uniforme de particules autour du profil, et les vitesses ne peuvent donc pas être estimées sur tous les points du maillage PIV. Pour cet écoulement, la surface occupée par la vapeur sur les images de PIV reste limitée à la poche attachée près du bord d'attaque et les vitesses moyennes peuvent être calculées (figure V.68b). Dans le cadre de la théorie potentielle, la vitesse U_{cav} au niveau de l'interface de la poche peut être estimée à l'aide du théorème de Bernoulli (Franc et Michel [164]) :

$$U_{\text{cav}} = U_0 \sqrt{1 + \sigma}$$

Des profils des vitesses moyennes ont été extraits le long de la corde et sont tracés en figure V.69. Pour $x/c = 0.15$ et $x/c = 0.25$, les lignes d'extraction se trouvent ainsi au

dessus de la poche de vapeur. Les valeurs maximales des vitesses mesurées par PIV sont proches de la valeur théorique U_{cav} et se trouvent au plus près de la poche de vapeur. Les profils obtenus en $x/c = 0.5$ et $x/c = 0.75$ sont situés dans le sillage de la poche et révèlent des vitesses moins importantes, dues au développement de la couche limite. Contrairement aux mesures de vibrométrie, les mesures PIV ne font pas apparaître de fréquence caractéristique de la cavitation autour de 65 Hz. Ceci semble confirmer que les vibrations à 65 Hz sont plutôt causées par des oscillations locales de la poche de cavitation pour ce paramètre de cavitation (cf figure V.59).

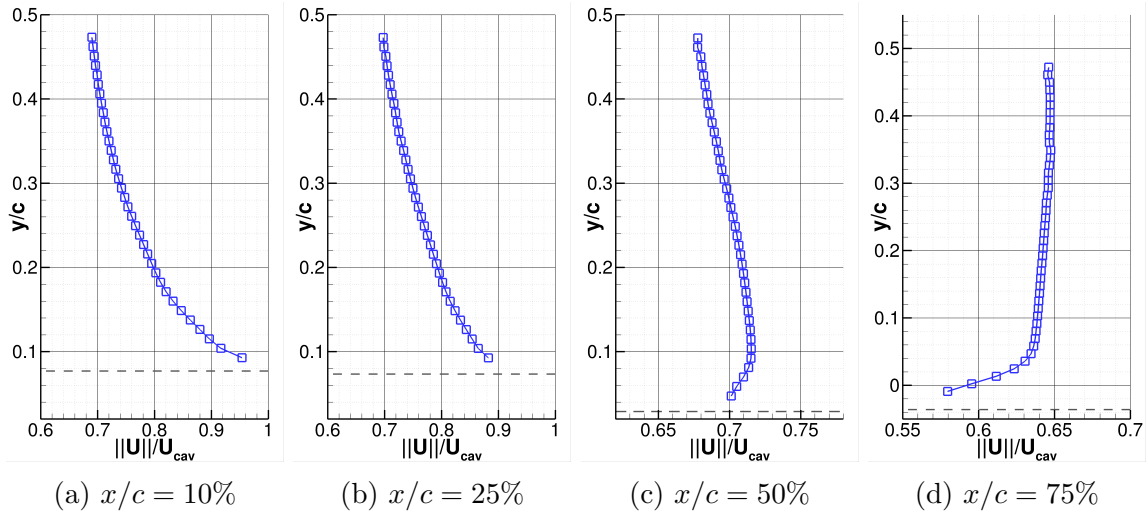


FIGURE V.69 – Profils des vitesses moyennes mesurées par PIV pour $\sigma = 2.02$

Lorsque le paramètre de cavitation diminue à $\sigma = 1.90$, de petits lâchers de vapeur commencent à apparaître dans le sillage de la poche. Sur les mesures PIV de la figure V.70a, ces petits nuages sont caractérisés par des vitesses importantes au-dessus du nuage et des vitesses plus faibles près du profil. La présence de ces lâchers de vapeur est alors visible sur les signaux temporels des vitesses PIV, comme le montre la courbe des variations de vitesse de la figure V.70b. On observe alors des oscillations à une fréquence de 58 Hz proche de la fréquence mesurée par vibrométrie à 60 Hz. Afin de mettre en évidence les perturbations de vitesses induites par les lâchers de vapeur, une moyenne de phase est réalisée sur les acquisitions PIV en suivant la procédure de l'annexe B. Les nuages de vapeur n'étant pas très importants, certains vecteurs sont parfois mesurés à l'intérieur du nuage et la moyenne de phase permet ainsi de faire ressortir certaines caractéristiques de l'écoulement. En notant $\hat{\mathbf{u}}$ les vecteurs moyennés en phase et $\bar{\mathbf{u}}$ les moyennes en temps classiques, les moyennes de phase des fluctuations de vitesses s'écrivent :

$$\delta \mathbf{u} = \hat{\mathbf{u}} - \bar{\mathbf{u}}$$

Les champs de vitesse $\delta \mathbf{u}$ présentés en figures V.71a et V.71b font apparaître des structures rotatives au niveau des nuages de vapeur. Le critère d'Okubo-Weiss q (Okubo [396], Weiss [397]) peut être calculé à partir des vitesses moyennées en phase $\hat{\mathbf{u}}$. Les valeurs négatives du critère au centre des structures rotatives, indiquent que ces structures sont bien des tourbillons (figures V.71c, V.71d). Les tourbillons sont transportés par l'écoulement de la zone de fermeture de la poche jusqu'au bord de fuite.

Lorsque le paramètre de cavitation est fixé à $\sigma = 1.8$, les lâchers de vapeur, illustrés par la figure V.72, deviennent un peu plus importants. Une décomposition en mode

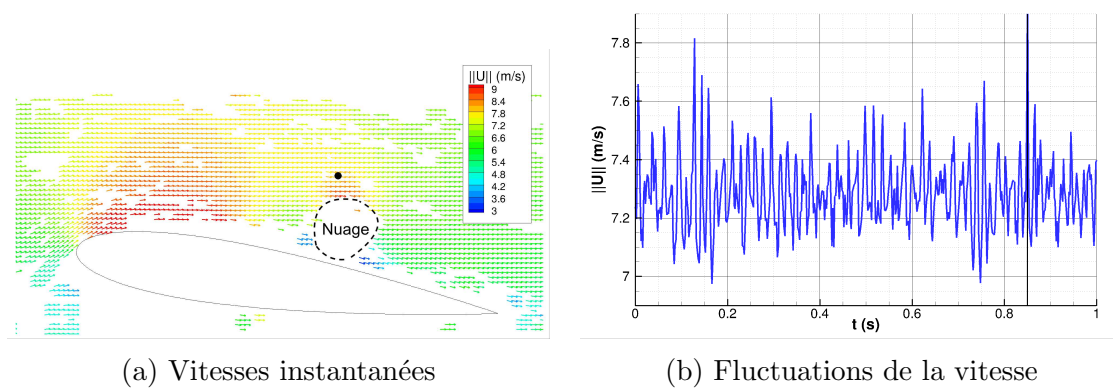


FIGURE V.70 – Champ de vitesses instantanées issu de la PIV pour $\sigma = 1.90$. La figure de droite donne l'évolution des vitesses mesurées au niveau du point noir sur la figure de gauche.

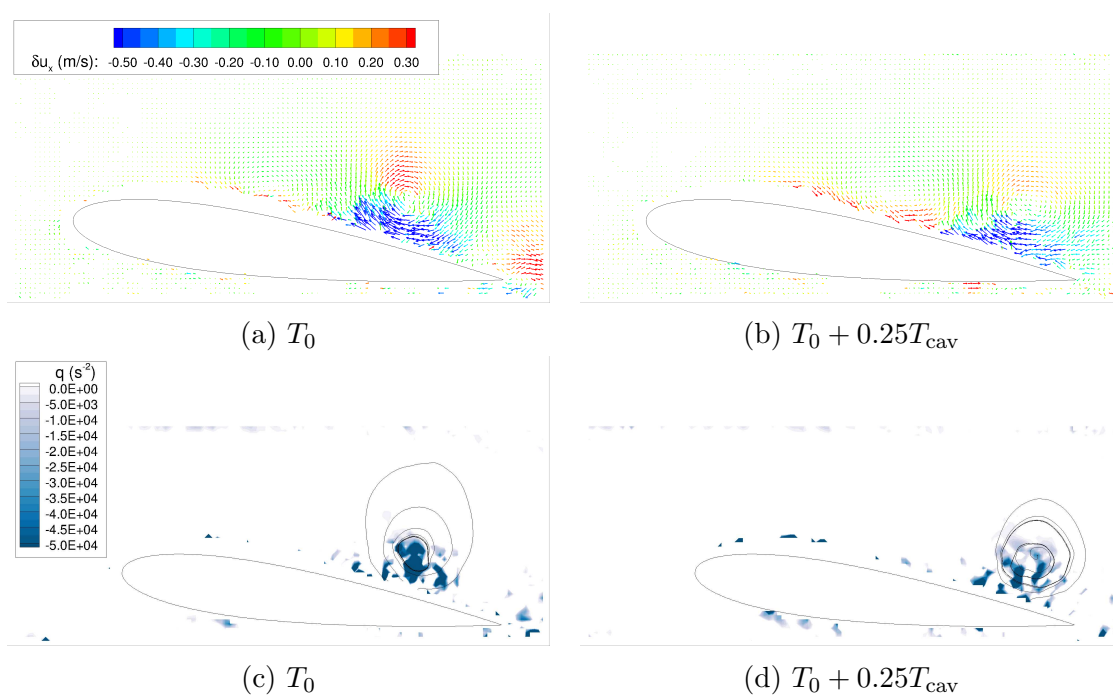


FIGURE V.71 – Deux exemples de champs des fluctuations de vitesse PIV moyennées en phase $\delta \mathbf{u}_x$ (en haut), et les valeurs du critère d'Okubo-Weiss correspondantes (en bas)

SPOD a été appliquée aux acquisitions PIV, en suivant la procédure décrite en annexe A, pour des paramètres de cavitation compris entre $\sigma = 1.8$ et $\sigma = 1.5$. Les spectres des valeurs propres présentés en figure V.73 permettent de mettre en évidence les fréquences des phénomènes physiques dominant l'écoulement. Pour $\sigma = 1.8$, le spectre révèle deux fréquences caractéristiques : l'une correspond aux lâchers de vapeur, à une fréquence proche de 48 Hz, et l'autre correspond à la fréquence du premier mode de flexion du profil proche de 33 Hz. La fréquence des lâchers mesurée autour de 48 Hz par la PIV, est inférieure à celle du pic à 56 Hz présent sur les spectres de vibrométrie. Différentes explications peuvent être proposées pour cet écart. D'une part, les 4000 paires d'images PIV utilisées ne représentent que 8 s d'écoulement, alors que les spectres de vibrométrie sont moyennés sur des mesures de plus de 30 s. La vitesse d'écoulement en entrée de veine

n'est pas rigoureusement constante et il est donc possible que les acquisitions PIV aient été faites durant des variations temporaires de la vitesse d'écoulement U_0 . D'autre part, les mesures de vibrométrie et de PIV n'ont pas été réalisées pendant la même campagne d'essais, et cet écart peut donc s'expliquer par des conditions d'écoulement légèrement différentes (température, petit décalage angulaire, ...). Notons enfin que les capteurs de pression ont été changés entre les deux campagnes de mesures, les mesures de PIV ayant été réalisées avec les capteurs Paroscientific tandis que celles de vibrométrie l'étaient avec les transducteurs Mensor.

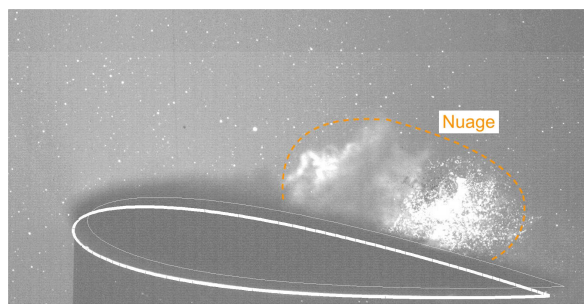


FIGURE V.72 – Exemple d'un nuage de vapeur observé sur les images PIV pour $\sigma = 1.8$

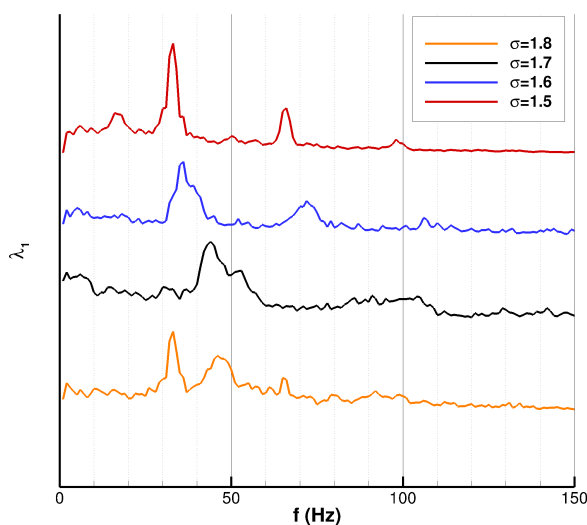


FIGURE V.73 – Spectres des premières valeurs propres SPOD pour différents paramètres de cavitation.

La décomposition SPOD n'est réalisée qu'aux points du maillage PIV où la vitesse a pu être mesurée sur plus de la moitié des acquisitions. Bien que le nombre de points utilisés soit donc relativement faible, les premiers modes SPOD obtenus pour $\sigma = 1.8$, et présentés en figure V.74, permettent toutefois de mettre en évidence des structures cohérentes transportées par l'écoulement. Les modes obtenus ressemblent aux modes issus des simulations 2D autour du profil rigide (section V.1.2.a). Les premiers modes aux fréquences $f_{\text{SPOD}}=33$ Hz et $f_{\text{SPOD}}=48$ Hz sont très similaires, bien que ces deux fréquences soient associées à des mécanismes physiques différents, les vibrations du profil et les instabilités de la poche de cavitation.

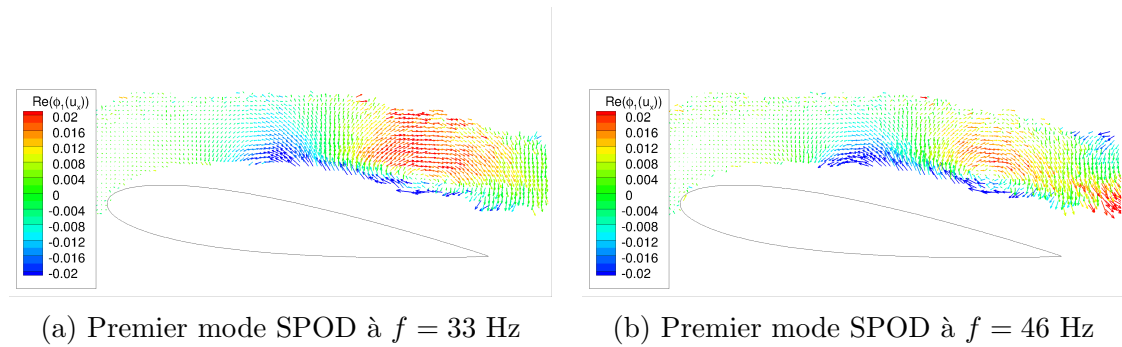


FIGURE V.74 – Premiers modes SPOD aux fréquences des pics des spectres des valeurs propres pour $\sigma = 1.8$

Pour $\sigma = 1.7$, le spectre SPOD de la figure V.73 est largement dominé par un pic à une fréquence proche de 44 Hz dont le premier mode SPOD est semblable à celui obtenu pour $\sigma = 1.8$. Cette fréquence est plus proche de la fréquence du pic à 45 Hz mesurée par vibrométrie pour $\sigma = 1.65$, que de la fréquence à 53 Hz mesurée pour $\sigma = 1.75$ par vibrométrie. Le pic associé au premier mode de flexion reste visible autour de 30 Hz, mais moins prononcé que pour $\sigma = 1.8$. Le spectre SPOD présente aussi des amplitudes importantes autour de 8 Hz et de 52 Hz. Ce couple de fréquences traduit vraisemblablement une modulation en amplitude de la fréquence à 44 Hz, due à une basse fréquence de 8 Hz. La première harmonique des lâchers de vapeur commence à être visible autour de 88 Hz, dont le premier mode SPOD (figure V.75b) fait apparaître une période spatiale deux fois inférieure à celle du mode à 44 Hz.

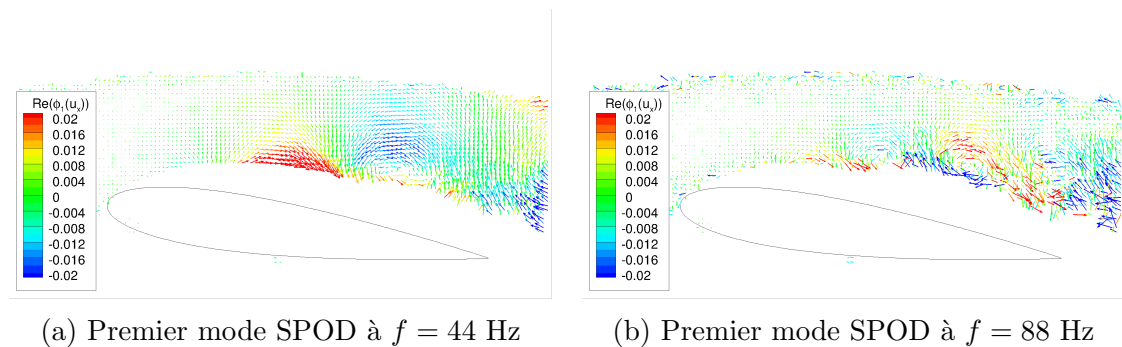


FIGURE V.75 – Premiers modes SPOD à la fréquence du pic dominant et de son harmonique pour $\sigma = 1.7$

Pour les écoulements à $\sigma = 1.6$ et $\sigma = 1.5$, les spectres SPOD, tracés sur la figure V.73, montrent que les lâchers de nuages de vapeur se font respectivement à une fréquence de 36 Hz et 33 Hz. Contrairement aux cas $\sigma = 1.8$ et $\sigma = 1.7$, ces fréquences sont très proches de celles mesurées par vibrométrie. Les variations temporelles de vitesse mesurées au point symbolisé par le cercle noir sur les figures V.76a et V.76b, sont tracées en figures V.76c et V.76d. L'amplitude des fluctuations de vitesse est plus importante pour l'écoulement à $\sigma = 1.5$, avec des écarts pouvant atteindre 2 m/s entre le maximum et le minimum sur une période. Ceci explique l'augmentation des amplitudes des harmoniques et demi-harmoniques sur le spectre SPOD de l'écoulement à $\sigma = 1.5$, par rapport au spectre obtenu pour $\sigma = 1.6$ (figure V.73).

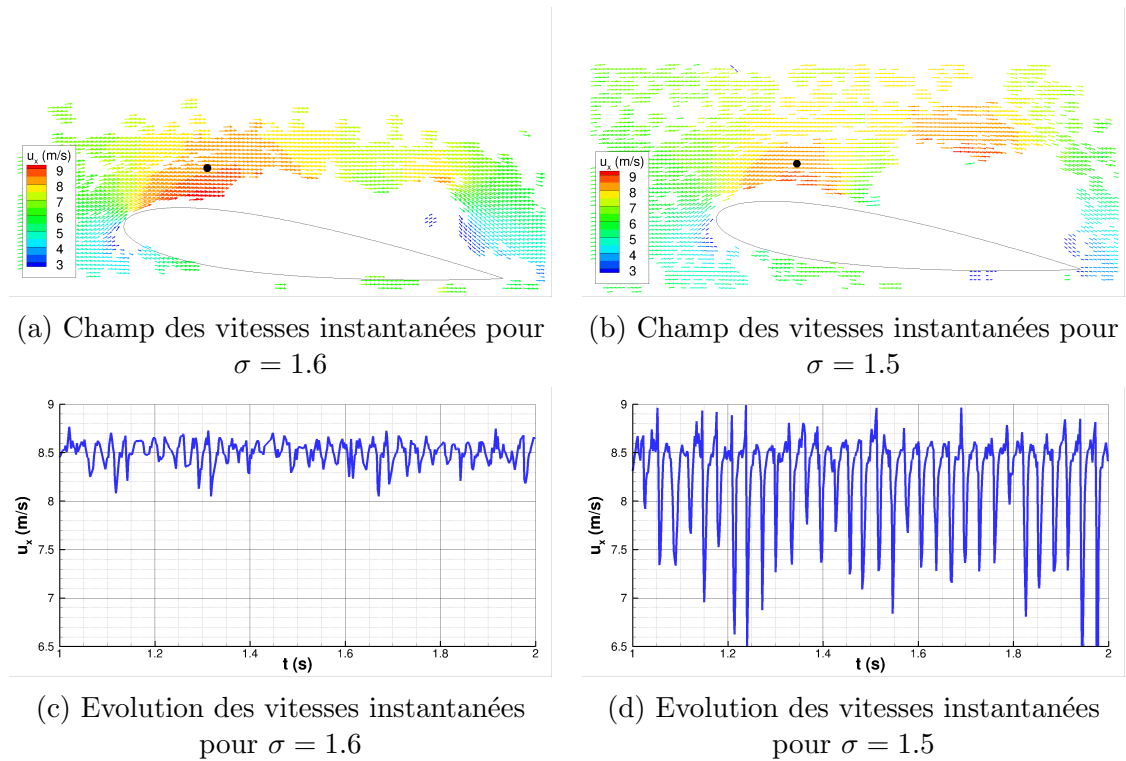


FIGURE V.76 – Champs de vitesses instantanées pour $\sigma = 1.60$ et $\sigma = 1.50$ (en haut). Les figures du bas présentent l'évolution des vitesses mesurées au niveau du point noir sur les figures du haut.

L'existence de deux fréquences caractéristiques de l'écoulement pour $\sigma = 1.8$ et $\sigma = 1.7$ rend l'étude des moyennes de phase inutilisable. Au contraire, les variations importantes des vitesses à une fréquence bien définie, telles qu'observées pour l'écoulement à $\sigma = 1.5$, permettent de facilement calculer les moyennes de phase des champs PIV. Cette opération permet de mieux mettre en évidence la dynamique de l'écoulement sur une période de lâcher, comme présenté en figure V.77. L'absence de particules de rhodamine dans la vapeur ne permet pas d'y calculer les vecteurs vitesses. Entre T_0 et T_1 , la poche grandit jusqu'à représenter environ 60% de la corde, puis un nuage se détache en T_1 . Des vitesses importantes sont visibles au dessus du nuage, proches de la vitesse U_{cav} . Entre T_2 et T_3 , le nuage est transporté vers le bord de fuite, et on peut observer une diminution des vitesses en aval du nuage. Une nouvelle poche commence alors à se développer près du bord d'attaque, particulièrement visible à l'instant T_3 .

V.2.1.g Flexion du profil

Quelques mesures de télémétrie ont été mises en place pour le cas du profil flexible en écoulement cavitant. Le télémètre étant positionné au-dessus de la veine d'essai, les mesures ont été réalisées sur le profil en incidence négative $\alpha = -8^\circ$. Pour les paramètres σ où l'on observe une cavitation de nuages, les vibrations du profil peuvent être de l'ordre de quelques millimètres et augmenter considérablement les incertitudes de mesures du télémètre. Comme dans le cas subcavitant, les mesures de télémétrie sont réalisées en balayant la corde du profil en plusieurs sections de l'envergure. La mesure d'une section d'envergure nécessite environ 24 s, pour 1200 points de mesure. En considérant le nombre important de points de mesure, on peut supposer que le déplacement moyen calculé sur

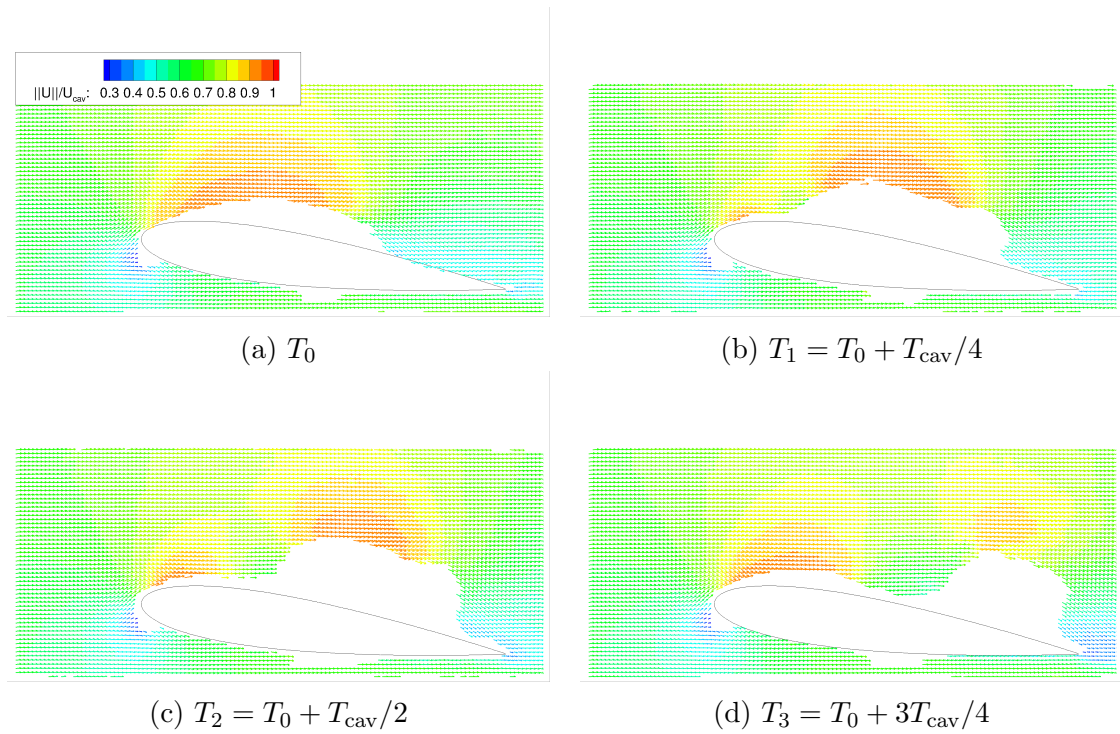
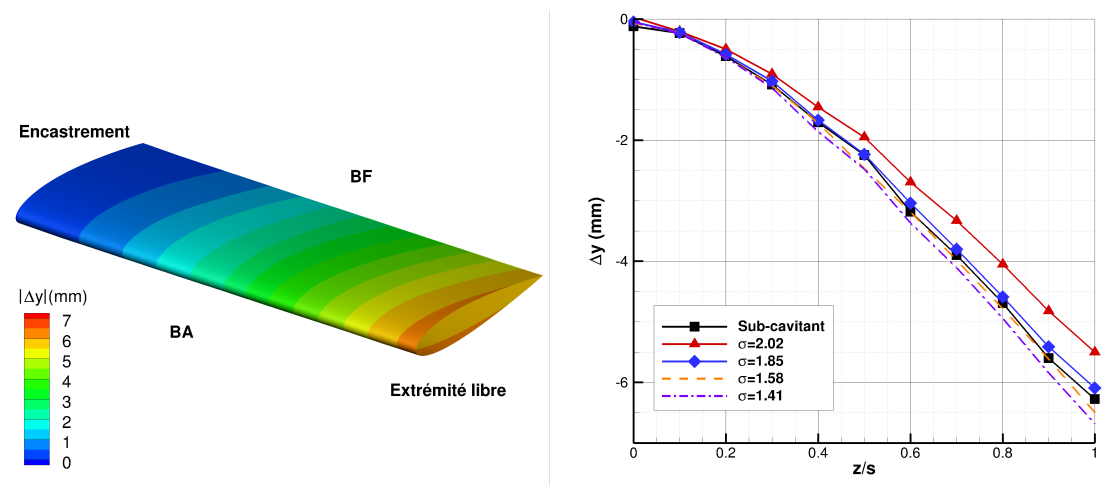


FIGURE V.77 – Champs des vitesses moyennées en phase sur une période des lâchers T_{cav} , pour $\sigma = 1.5$. Seuls les vecteurs moyens calculés avec plus de 10 valeurs instantanées sont représentés.

une section ne doit pas être très affecté par les vibrations du profil. Les mesures de télémétrie en régime cavitant sont, de toutes façons, seulement utilisées pour une analyse qualitative des déplacements.



(a) Reconstruction des déplacements verticaux mesurés par télémétrie ($\sigma = 1.86$)

(b) Déplacements verticaux moyens suivant l'envergure.

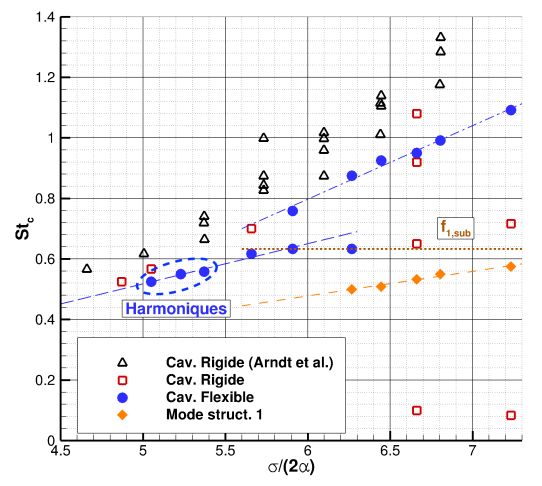
FIGURE V.78 – Déplacements verticaux du profil flexible en écoulement cavitant mesurés par télémétrie.

La figure V.78a propose une reconstruction des déplacements verticaux sur le profil,

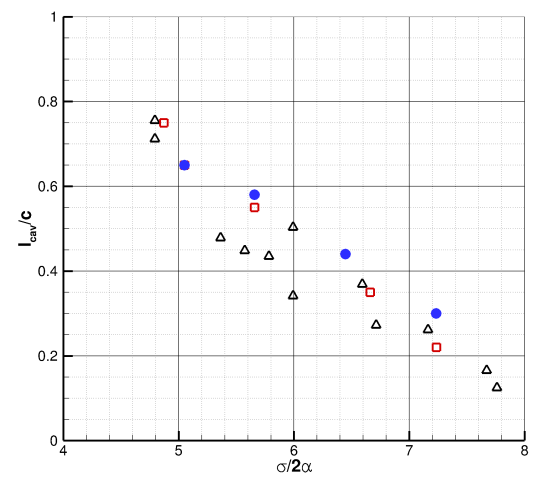
à partir des mesures de télémétrie sur les sections. Comme dans le cas subcavitant, les déplacements du profil sont dominés par le mode de flexion. Les déplacements du bord d'attaque sont plus importants que ceux obtenus au bord de fuite. La torsion du profil augmente donc légèrement l'angle d'incidence effectif. Les déplacements moyens sur onze sections d'envergure mesurés pour plusieurs paramètres σ sont comparés aux déplacements en régime subcavitant en figure V.78b. Pour $\sigma = 2.02$ et $\sigma = 1.86$, paramètres auxquels la poche de vapeur reste attachée au bord d'attaque, les déplacements verticaux sont inférieurs à ceux mesurés en régime subcavitant. Pour $\sigma = 1.58$, les déplacements sont similaires au cas sans cavitation, puis légèrement supérieurs pour $\sigma = 1.41$. La flexion augmente donc lorsque le paramètre de cavitation diminue. Cette tendance est en contradiction avec l'augmentation des coefficients hydrodynamiques observée sur le profil rigide pour des valeurs de σ croissantes. Ces résultats sont cependant confirmés par des images de la section libre du profil en écoulement cavitant. On peut supposer que pour le profil flexible, la torsion augmente l'incidence effective, entraînant ainsi une augmentation des efforts hydrodynamiques. Les angles de torsion sont cependant trop faibles pour être mesurés avec précision dans les expériences.

V.2.1.h Bilan de l'approche expérimentale

Les nombres de Strouhal caractéristiques de la cavitation sur le profil flexible sont comparés à ceux obtenus sur le profil rigide et aux mesures de Arndt et al. [228] en figure V.79a. Les nombres de Strouhal correspondant à la fréquence du premier mode de flexion du profil sont aussi tracés. Les fréquences des poches de cavitation sur le profil flexible sont globalement inférieures à celles obtenues sur le profil rigide. Cette diminution s'explique en partie par des longueurs de poches plus importantes sur le profil flexible que sur le profil rigide pour $\sigma \leq 1.58$ (figure V.79b). En revanche, pour $\sigma = 1.41$, la taille maximale de la poche est similaire, mais la fréquence de la poche sur le profil flexible est inférieure de 7%. Les spectres de vibration révèlent une bifurcation autour de $\sigma = 1.58$. Pour les paramètres de cavitation inférieurs à cette valeur, le profil vibre à une fréquence dominante comprise entre 33.5 Hz et 31.5 Hz, et les harmoniques de ces fréquences sont clairement visibles sur les spectres. Ce changement de comportement du profil peut être dû à un accrochage fréquentiel entre la fréquence d'oscillation de la poche f_{cav} et la fréquence f_1 du premier mode de flexion du profil. Les droites d'extrapolation des fréquences du premier mode et des fréquences de la poche pour les $\sigma > 1.58$ ne se croisent pas pour le domaine de σ étudié. En revanche, l'apparition d'harmoniques sur les spectres de vibrométrie coïncide avec l'émergence d'un pic à la fréquence du premier mode de flexion en écoulement subcavitant $f_{1,sub}$. La présence des harmoniques ne semble pas liée à un changement significatif de la dynamique de la poche, qui reste similaire lorsque le paramètre de cavitation diminue de $\sigma = 1.58$ à $\sigma = 1.41$.



(a) Nombres de Strouhal



(b) Longueurs de poches

FIGURE V.79 – Comparaison des fréquences et longueurs de poches obtenues sur le profil rigide et le profil flexible.

V.2.2 Résultats numériques

Les simulations numériques sont réalisées sur un maillage 3D similaire au maillage utilisé pour les cas cavitants sur le profil rigide (section V.1.1.b). Seule la position du profil dans la veine est modifiée, pour se conformer aux expériences : comme dans le cas subcavitant, le domaine est étendu dans le sillage du profil pour obtenir une distance équivalent à 6 cordes entre le profil et la sortie de veine. Le pas de temps utilisé dans les simulations est fixé à $\Delta t = 5 \times 10^{-5}$ s. Sauf indications contraires, la densité de bulles du modèle de Sauer est fixée à $n_0 = 10^7 \text{ m}^{-3}$. Les calculs ont été mis en place pour 7 paramètres de cavitation, compris entre $\sigma = 2.02$ et $\sigma = 1.25$. La figure V.80 illustre qu'une dizaine d'itérations non-linéaires sont suffisantes pour obtenir la convergence des efforts à chaque pas de temps. Le nombre d'itérations par pas de temps a donc été fixé à quinze pour les simulations avec couplage fluide-structure.

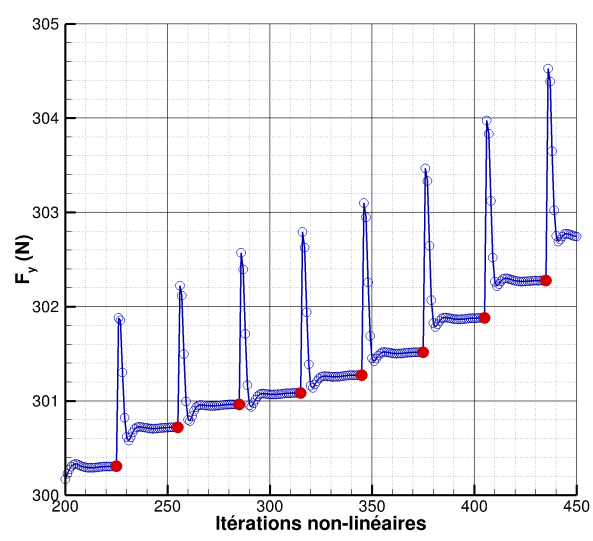


FIGURE V.80 – Convergence des efforts sur quelques pas de temps (simulation de l'écoulement à $\sigma = 1.58$). Les symboles rouges marquent la fin d'un pas de temps.

V.2.2.a Comparaison des amplitudes de vibration aux essais

Pour le premier paramètre $\sigma = 2.02$ étudié, les essais montrent que la poche reste attachée au profil, comme dans le cas du profil rigide. La simulation numérique prédit également une poche attachée, représentant au maximum 20% de la corde (figure V.81). La longueur de la poche est inférieure à celle mesurée expérimentalement, qui correspond à 30% de la corde. Une simulation a donc été réalisée avec une densité de bulle $n_0 = 10^9 \text{ m}^{-3}$ afin de savoir si l'augmentation de ce paramètre permet de se rapprocher des expériences. Cette valeur de n_0 donne une longueur de poche plus homogène suivant l'envergure (en accord avec les images de caméra), mais ne permet pas d'augmenter la longueur maximale de la poche, qui reste de l'ordre de 20%.

Les vitesses de vibration verticales en un point situé à mi-envergure près du bord de fuite ($x/c \approx 95\%$) sont tracées en figure V.82a pour les deux simulations. L'augmentation de la densité n_0 donne des amplitudes beaucoup plus importantes de vibrations. Dans les deux cas les signaux font apparaître la fréquence du premier mode de flexion (figure V.82b), autour de $f_1^{\text{cav}} = 32 \text{ Hz}$ pour $n_0 = 10^7 \text{ m}^{-3}$, et $f_1^{\text{cav}} = 27 \text{ Hz}$ pour $n_0 = 10^9 \text{ m}^{-3}$. La première harmonique du mode de flexion est visible sur le spectre de la simulation avec

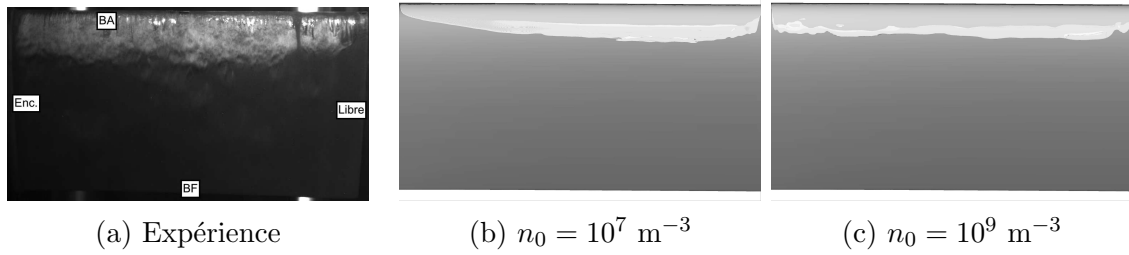


FIGURE V.81 – Comparaison des poches obtenues dans les simulations pour deux valeurs de n_0 avec la poche expérimentale ($\sigma = 2.02$).

la valeur de n_0 la plus élevée. Pour le paramètre n_0 le plus bas, on retrouve des oscillations à faibles fréquences autour de 10 Hz, qui ne sont pas visibles sur le spectre expérimental (figure V.82b). Cette fréquence était cependant observée dans les simulations sur le profil rigide en régime cavitant. Les spectres de vibration expérimentaux font apparaître un pic à une fréquence d'environ 65 Hz, qui n'est pas retrouvée numériquement. Cette fréquence, bien que proche de la première harmonique du mode de flexion expérimental, correspond en réalité à de petits lâchers de vapeur dans le sillage de la poche (section V.2.1.a) qui ne sont pas prédits par la simulation. Pour les résultats numériques ou expérimentaux, on distingue sur les spectres la fréquence du premier mode de torsion. Elle est cependant légèrement sous-estimée par les prédictions numériques, avec une valeur $f_2^{cav} \approx 190$ Hz, contre $f_2^{cav} \approx 210$ Hz dans les essais.

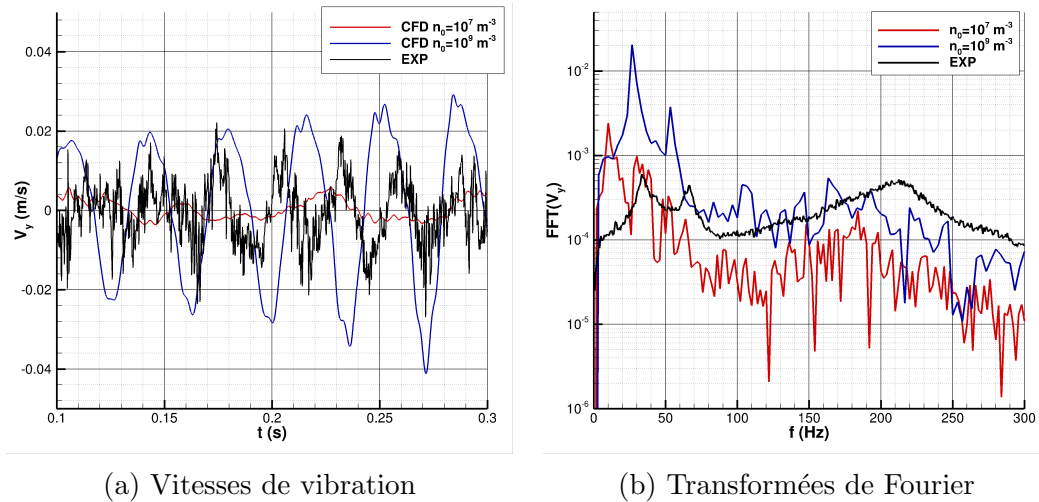


FIGURE V.82 – Comparaison des vitesses de vibration numériques et expérimentales pour $\sigma = 2.02$.

Pour $\sigma = 1.86$, la fréquence expérimentale du premier mode de flexion est proche de 32 Hz, tandis que la fréquence du deuxième pic diminue à 57 Hz (figure V.83b). Cette valeur s'éloigne donc de la fréquence théorique de la première harmonique du mode de flexion à $2f_1^{cav} = 64$ Hz, confirmant ainsi que le deuxième pic est dû aux oscillations de la poche de cavitation. Comme pour $\sigma = 2.02$, la figure V.83a montre que la valeur $n_0 = 10^9 \text{ m}^{-3}$ permet d'obtenir des amplitudes de vibration plus importantes que pour $n_0 = 10^7 \text{ m}^{-3}$, en meilleur accord avec les mesures expérimentales. La comparaison des transformées de Fourier numérique et expérimentale montre cependant que la simulation surestime l'amplitude des vibrations du profil (figure V.83b). Pour ce paramètre de cavitation, de

petits lâchers de vapeur apparaissent dans la simulation, près de l'extrémité libre du profil, similaires à ceux observés dans les essais. En revanche, la figure V.84 montre que la période des lâchers est d'environ 0.04 s et correspond donc à la fréquence du premier mode de flexion. Les lâchers se font par un mécanisme de jet re-entrant, qui déstabilise la poche lorsque la flexion du profil est maximale. Les fluctuations principales du mode de torsion se font à la même fréquence que les oscillations du premier mode de flexion, mais en opposition de phase (figure V.84d). Les valeurs positives de Δq_2 correspondent à une torsion augmentant l'incidence du profil. La flexion du profil diminue donc lorsque la torsion augmente l'angle d'incidence effectif du profil. Cette dynamique des vibrations et de la cavitation est analysée plus en détails dans la section V.2.2.b.

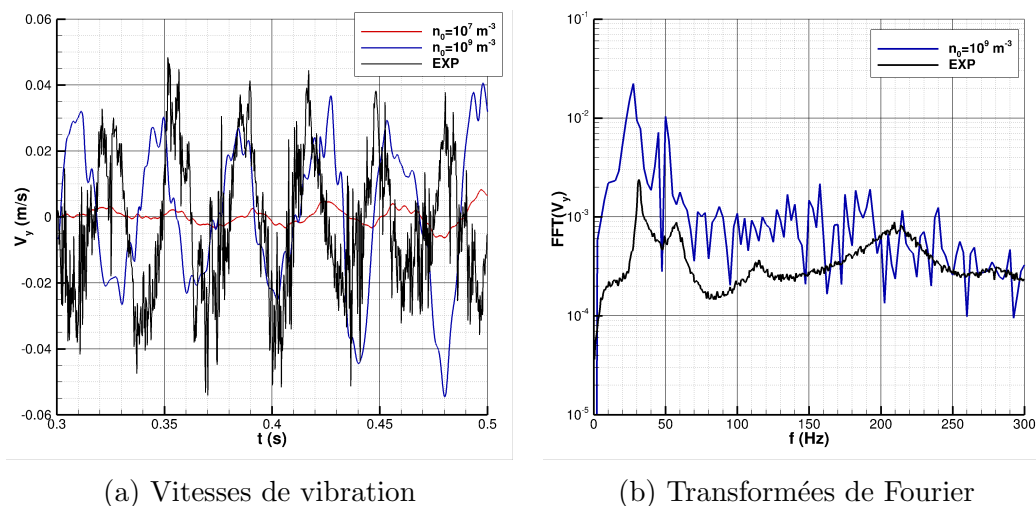


FIGURE V.83 – Comparaison des vitesses de vibration numériques et expérimentales pour $\sigma = 1.86$.

Les simulations des deux écoulements précédents montrent que l'augmentation du paramètre n_0 ne suffit pas à retrouver la fréquence expérimentale des oscillations de la poche. Pour $\sigma = 1.75$, ce paramètre est donc fixé à $n_0 = 10^7 \text{ m}^{-3}$, mais le modèle de turbulence $k-\omega$ SST est modifié avec la correction de Reboud. Comme présenté en figure V.86a, la correction de la viscosité turbulente permet d'obtenir une fréquence des lâchers de vapeur supérieure à celle du premier mode de flexion, en accord avec la fréquence observée dans les essais. Le jet re-entrant est alors assez intense pour déstabiliser la poche sur l'ensemble de l'envergure (figure V.86), et le nuage de vapeur est donc plus important. Par manque de temps lors des essais, les images de caméra rapide n'ont pas pu être prises pour $\sigma = 1.75$. Cependant, les images issues des acquisitions PIV pour $\sigma = 1.8$ et $\sigma = 1.7$ (figure V.72 de la section V.2.1.f) montrent des lâchers de vapeur dans le plan situé à mi-envergure du profil, compatibles avec les résultats de la simulation avec correction de Reboud. Le spectre des vibrations prédit par l'approche numérique correspond bien avec celui des essais (figure V.85b). On retrouve bien des amplitudes importantes autour de la fréquence du mode de flexion ($f_1^{\text{cav}} \approx 32 \text{ Hz}$), de celle du mode de torsion et de la fréquence des lâchers $f_{\text{cav}} \approx 52 \text{ Hz}$. La première harmonique de la fréquence des lâchers est aussi visible autour de 104 Hz.

L'influence de la correction de Reboud sur les coefficients hydrodynamiques est présentée en figure V.87. Lorsque la correction est activée, les efforts exercés sur le profil flexible sont plus importants. Pour la simulation sans correction, les fluctuations de portance et de traînée se font à la fréquence du premier mode de flexion (égale à la fréquence

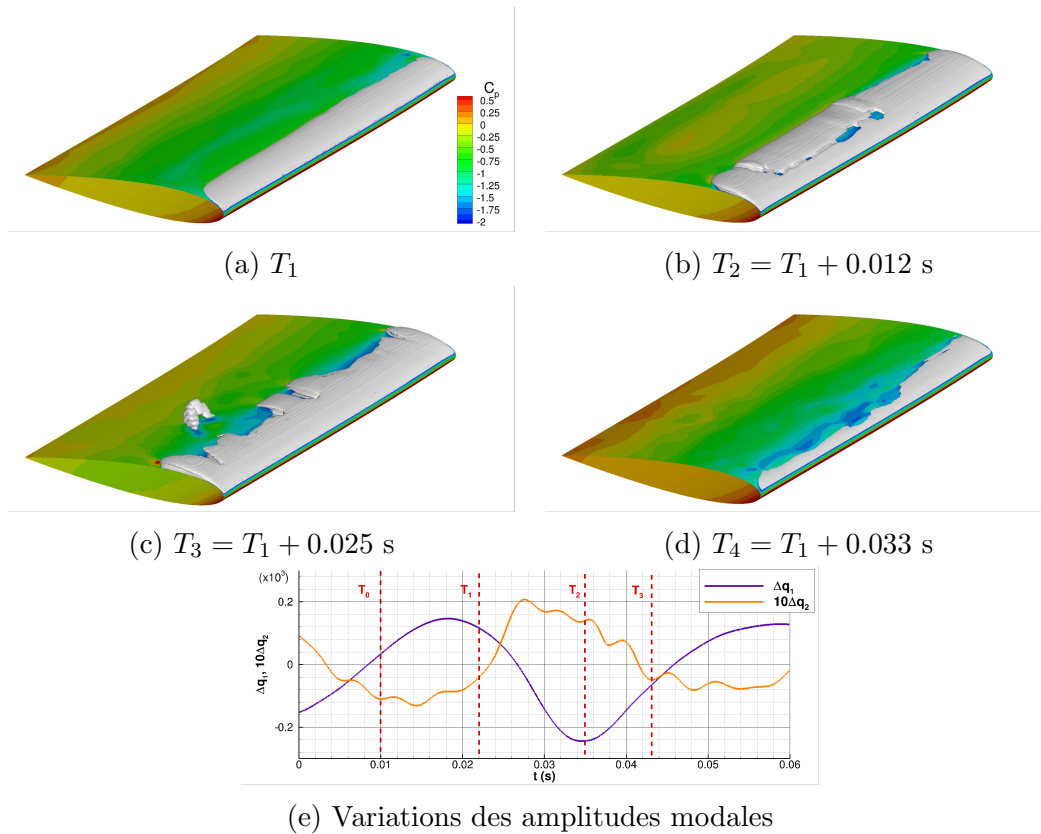


FIGURE V.84 – Dynamique de la poche de cavitation pour $\sigma = 1.86$, prédite par la simulation avec $n_0 = 10^9 \text{ m}^{-3}$.

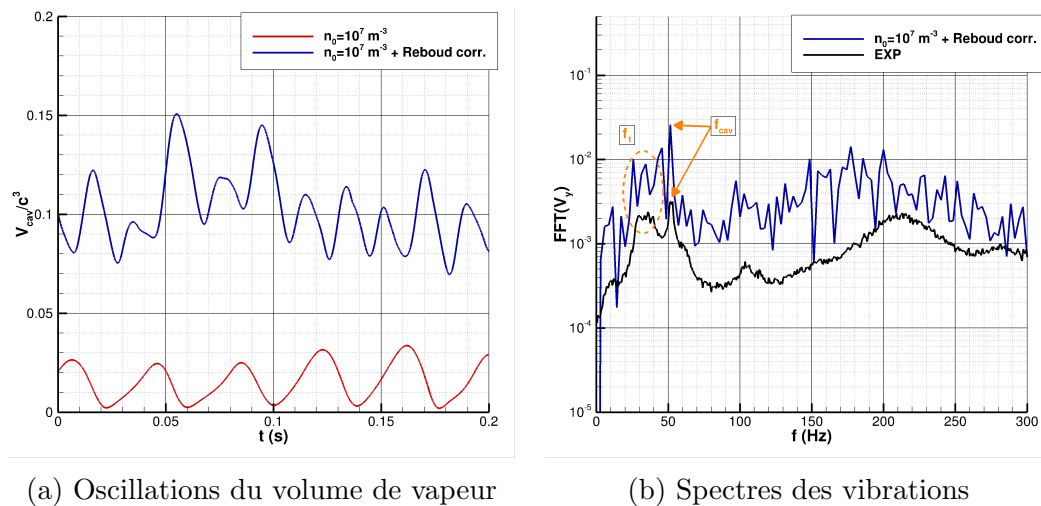


FIGURE V.85 – A gauche : influence de la correction de Rebound sur les fluctuations du volume de vapeur. A droite : comparaison des spectres de vibration numérique et expérimental pour $\sigma = 1.75$ (avec la correction).

des lâchers). Dans la simulation avec correction de la viscosité turbulente, on retrouve une fréquence des oscillations des efforts proche de 52 Hz et son harmonique autour de 104 Hz. La correction de Rebound a aussi tendance à augmenter l'amplitude du mode de flexion (figure V.88), dont les fluctuations font apparaître la fréquence des lâchers de vapeur. L'amplitude du mode de torsion présente des oscillations à la fréquence des lâchers

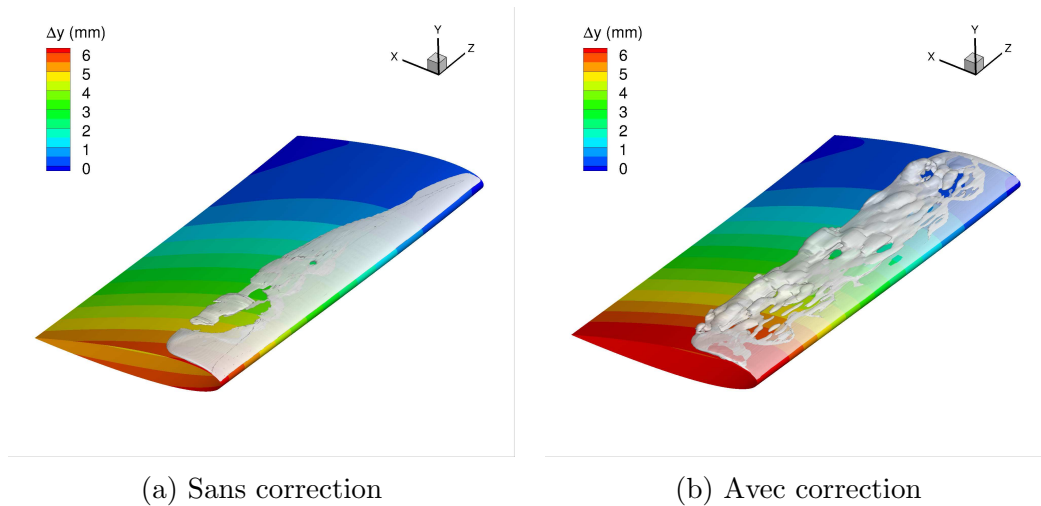


FIGURE V.86 – Comparaison de l’instabilité de poche pour $\sigma = 1.75$, avec le modèle $k - \omega$ SST classique et le modèle avec la correction de Reboud.

et de sa fréquence propre $f_2^{cav} \approx 179$ Hz.

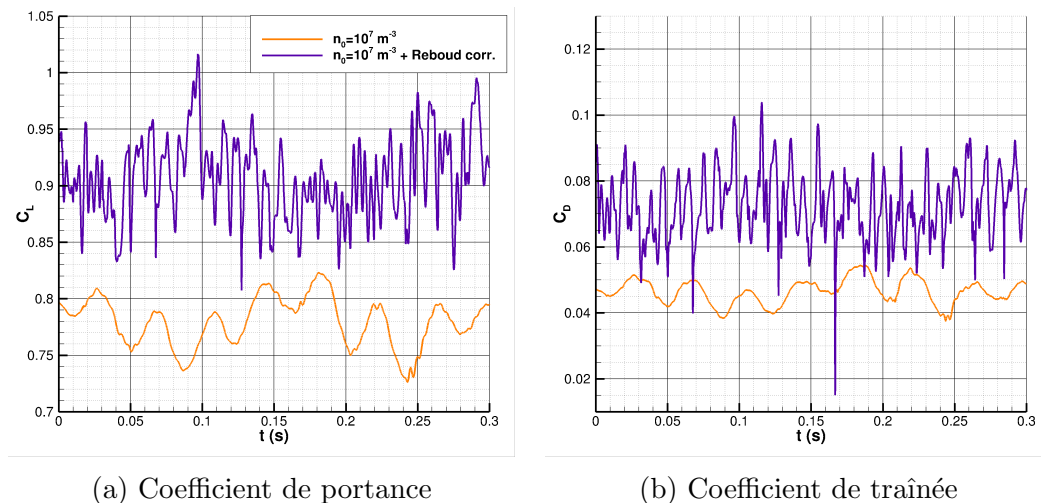


FIGURE V.87 – Influence de la correction de Reboud sur les coefficients hydrodynamiques pour $\sigma = 1.75$.

Pour un paramètre de cavitation $\sigma = 1.58$, la correction de la viscosité turbulente n’a pas d’influence significative sur les vibrations du profil. Que la correction soit activée ou non, on obtient de larges nuages de vapeur, imposant les vibrations du profil à une fréquence de $f_{cav} = 37$ Hz (figure V.89a). Une simulation a aussi été réalisée en prenant en compte la correction de Reboud et en augmentant la valeur du paramètre $n_0 = 10^9 \text{ m}^{-3}$. Les spectres de la figure V.89b montrent que l’amplitude des vibrations ne varie pas avec la nouvelle valeur de n_0 , mais que la fréquence du pic diminue, s’éloignant de la fréquence expérimentale. Cette observation est cohérente avec les résultats numériques obtenus sur le profil rigide, pour lequel l’augmentation de la valeur de n_0 tend à diminuer la fréquence des lâchers de nuages de vapeur. La valeur $n_0 = 10^7 \text{ m}^{-3}$ semble donc mieux adaptée à la simulation de l’écoulement. Les vibrations obtenues près du bord de fuite dans le plan situé à mi-envergure, sont comparées aux mesures expérimentales en figure V.90a.

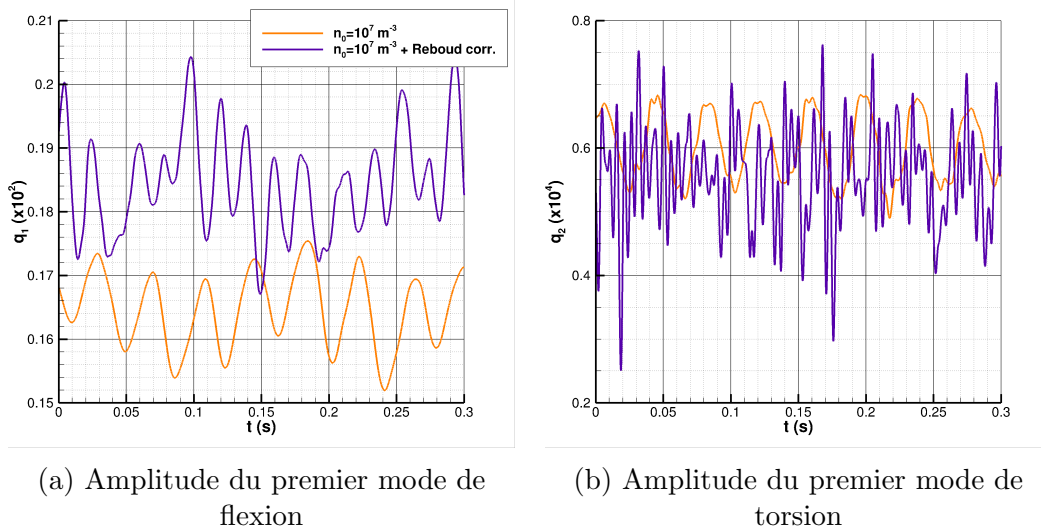


FIGURE V.88 – Influence de la correction de Reboud sur les amplitudes des premiers modes de flexion et de torsion pour $\sigma = 1.75$.

Les prédictions numériques sont en très bon accord avec les mesures de vibrométrie : la fréquence principale des oscillations à 37 Hz est identique à celle des essais (figure V.90b). On distingue également des oscillations du profil à une fréquence plus élevée, qui se superposent aux oscillations à 37 Hz sur la figure V.90a. Cette fréquence correspond aux vibrations du premier mode de torsion, autour de 210 Hz.

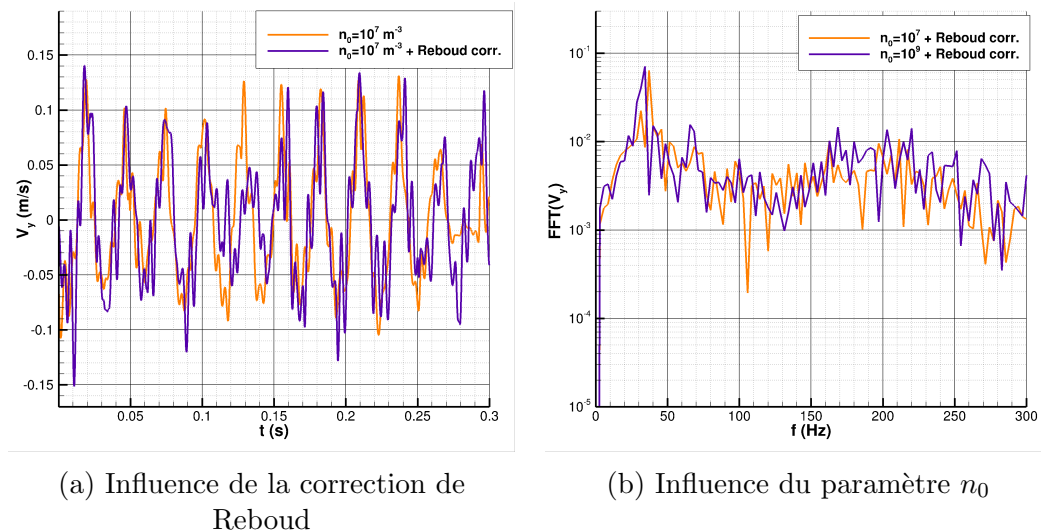


FIGURE V.89 – Influence de la correction de Reboud et du paramètre n_0 sur les vibrations du profil pour $\sigma = 1.58$.

Pour des valeurs inférieures du paramètre σ , les mesures de vibrométrie font apparaître des harmoniques de la fréquence des oscillations du profil, suggérant un couplage particulier entre la fréquence du mode de flexion et celle de la poche de cavitation. Des simulations numériques ont été mises en place pour deux nombres de cavitation susceptibles de présenter ce couplage, $\sigma = 1.50$ et $\sigma = 1.41$. Le paramètre du modèle de cavitation est fixé à $n_0 = 10^7 \text{ m}^{-3}$ et la correction de Reboud est activée. La figure V.91 montre que

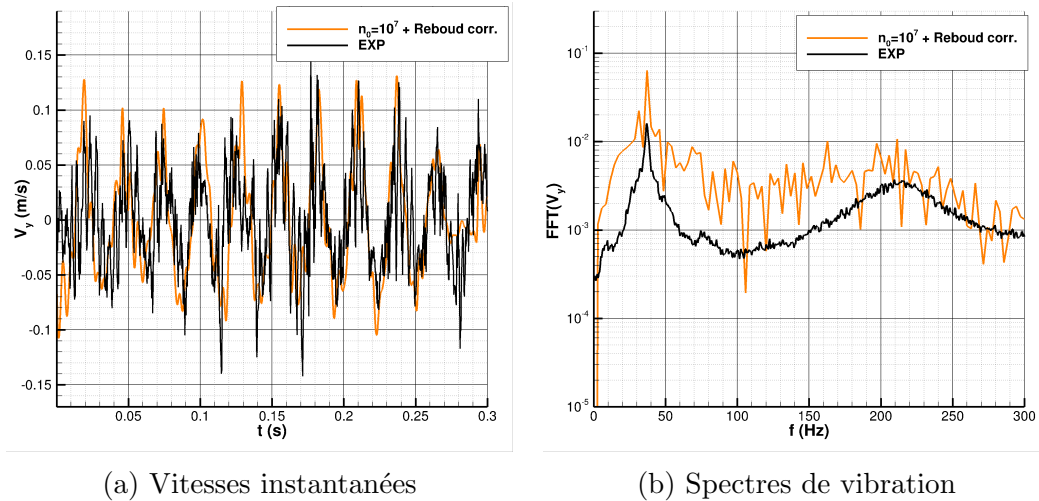


FIGURE V.90 – Comparaison des prédictions numériques des vibrations du bord de fuite avec les expériences pour $\sigma = 1.58$.

les amplitudes des vibrations sont bien prédites par les simulations numériques. L'allure des courbes donnant l'évolution des vitesses reste globalement semblable à celle obtenue pour $\sigma = 1.58$, et on n'observe pas de différences significatives entre $\sigma = 1.50$ et $\sigma = 1.41$. Bien que les simulations numériques donnent des amplitudes de vibration importantes aux fréquences des première et deuxième harmoniques, la forme très étroite caractéristique des pics observés expérimentalement n'est pas retrouvée dans les simulations. Notons que l'amplitude de la première harmonique sur les spectres expérimentaux reste inférieure d'environ un ordre de grandeur à l'amplitude de la fondamentale. On peut donc penser que la présence d'oscillations aux fréquences harmoniques n'a qu'un effet limité sur l'écoulement.

Deux simulations supplémentaires ont été réalisées pour $\sigma = 1.41$ pour tenter de retrouver les harmoniques de vibration. La première a été lancée sans la correction de Rebound, et la deuxième en gardant la correction mais en augmentant la valeur du paramètre n_0 . Comme présenté en figure V.92, ces deux modifications n'ont pas d'effet significatif sur les spectres de vibration.

Le paramètre de cavitation le plus bas étudié numériquement vaut $\sigma = 1.25$. Pour cette valeur, l'écoulement n'a pas pu être étudié expérimentalement, car on se rapproche des limites de fonctionnement du tunnel de cavitation. De plus, pour des valeurs $\sigma < 1.41$, une quantité importante d'air extérieur à la veine d'essais s'introduit dans l'écoulement au niveau de l'encastrement du profil. Ce cas n'a donc pu être traité qu'à l'aide de simulation. L'objectif principal de ce calcul est de savoir si en diminuant un peu plus le paramètre de cavitation on obtient toujours un unique pic dans le spectre de vibration.

L'évolution du volume de vapeur présentée en figure V.93 indique que pour $\sigma = 1.25$ la fréquence des lâchers de nuages est le plus souvent proche de 20 Hz. La transformée de Fourier du volume de vapeur présente aussi des amplitudes élevées à de plus basses fréquences. La présence de basses fréquences est visible sur l'évolution temporelle du volume de vapeur, entre $t = 5.0$ s et $t = 5.1$ s, où il existe une fluctuation de période environ égale à 0.08 s. Pour cet écoulement, la valeur du paramètre $\sigma/2\alpha \approx 4.5$ est proche de celle pour laquelle on s'attend à un changement d'instabilité de la poche de cavitation. La figure V.95 montre que la zone de fermeture de la poche de cavitation s'approche du bord de fuite. Dans ces conditions, il est possible que le jet re-entrant ne soit plus le seul

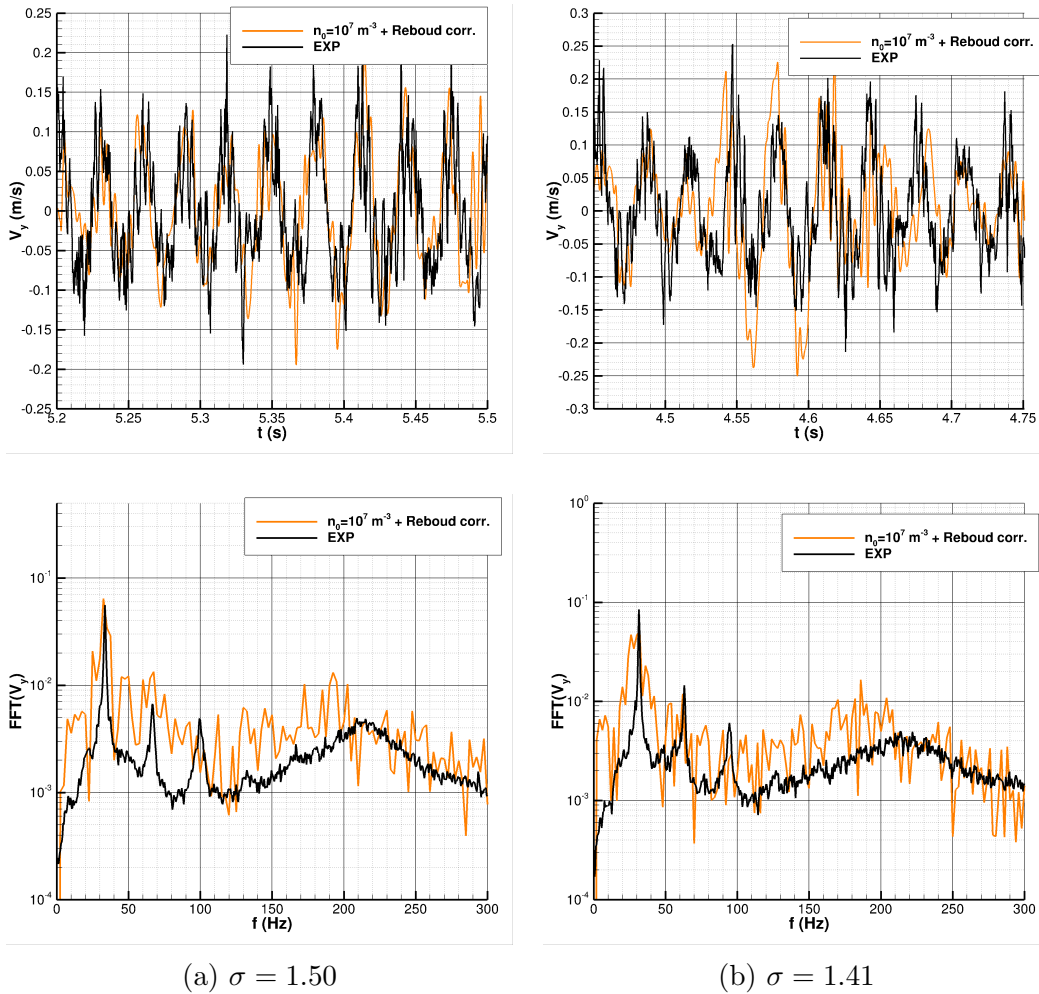


FIGURE V.91 – Comparaison des vitesses instantanées (en haut) et spectres de vibration (en bas) numériques et expérimentaux pour $\sigma = 1.50$ et $\sigma = 1.41$.

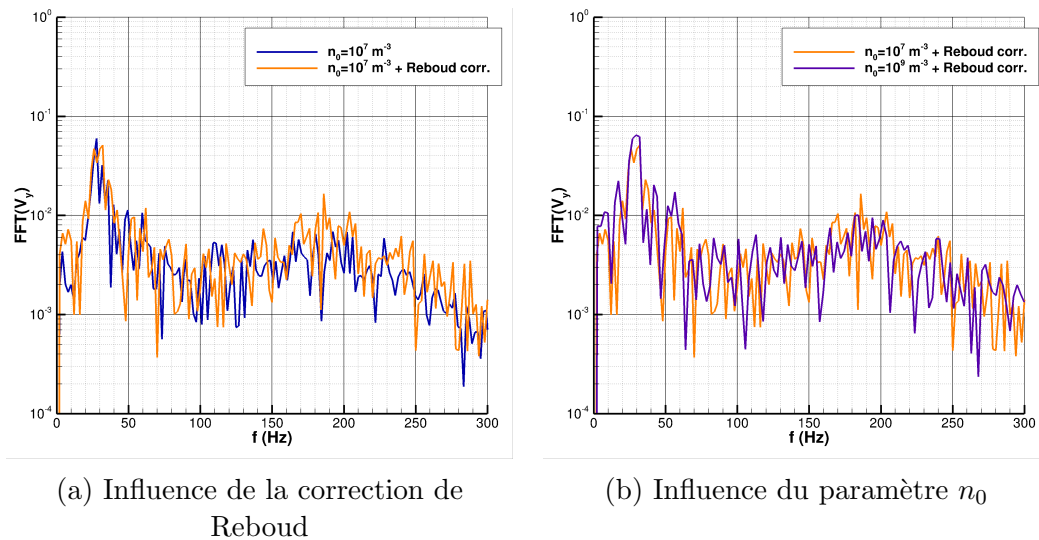


FIGURE V.92 – Influence de la correction de Reboud et du paramètre n_0 sur les vibrations du profil pour $\sigma = 1.41$

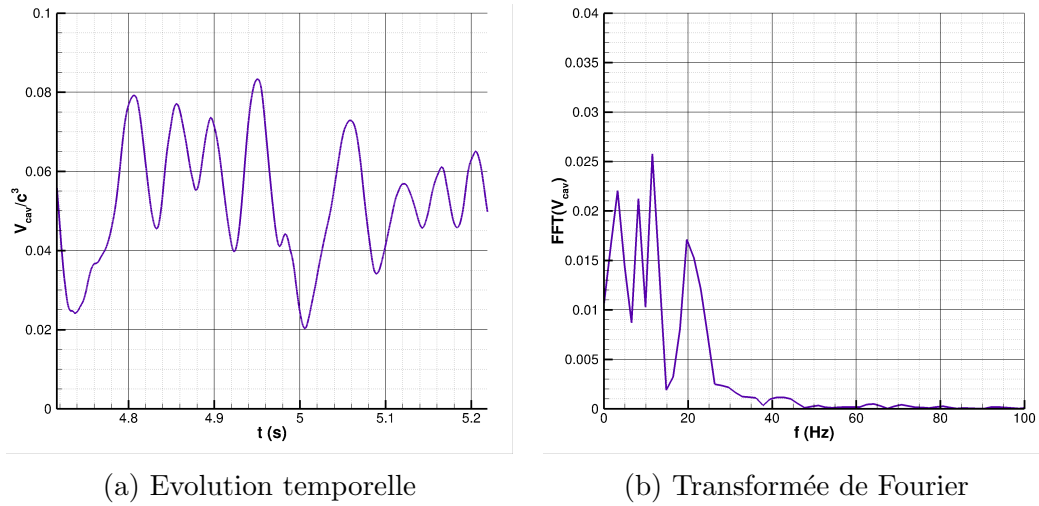


FIGURE V.93 – Valeurs instantanées et transformée de Fourier du volume total de vapeur dans la simulation avec $\sigma = 1.25$

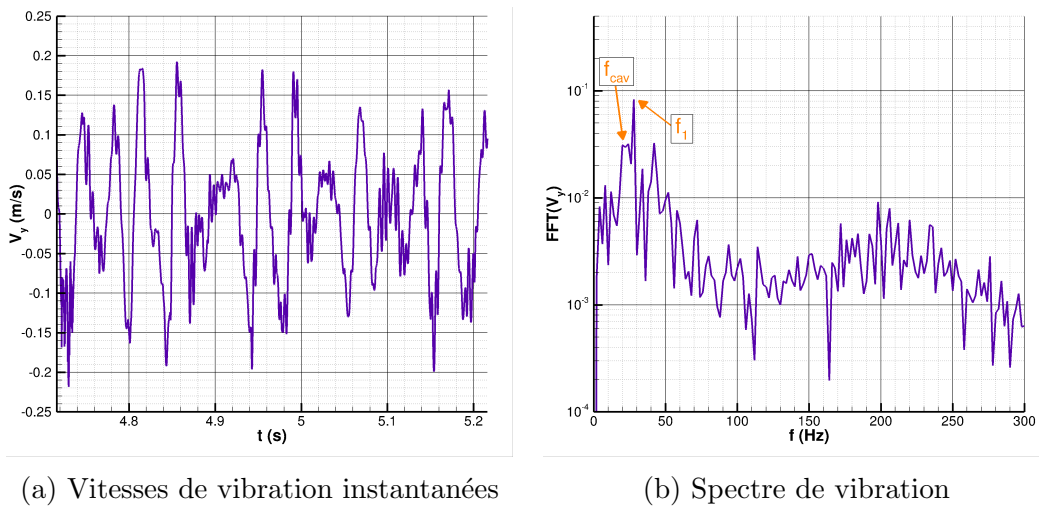


FIGURE V.94 – Vibrations verticales en un point du profil situé près du bord de fuite à mi-envergure, pour la simulation avec $\sigma = 1.25$

mécanisme déstabilisant la poche. Les expériences de Arndt et al. [228] indiquent que pour $\sigma/2\alpha \approx 4$, on peut s'attendre à observer des instabilités par ondes de choc, qui ne peuvent normalement pas être capturées avec précision par un code incompressible.

Les fluctuations des vitesses de vibration tracées sur la figure V.94a semblent moins régulières que pour $\sigma = 1.41$. Sur la transformée de Fourier de la figure V.94b, on peut distinguer un pic d'amplitude à une fréquence de 28 Hz, qui correspond au premier mode de flexion du profil. On retrouve également des amplitudes élevées autour de la fréquence de lâchers de vapeur, proche de 20 Hz.

Les valeurs RMS (*Root Mean Square*) des vitesses de vibration mesurées au bord d'attaque (BA) et au bord de fuite (BF), ainsi que les valeurs prédites par les simulations sont données sur la figure V.96 pour cinq paramètres σ .

Dans les essais comme dans les simulations, les valeurs RMS au bord de fuite sont supérieures à celles du bord d'attaque. Les différences entre les deux sont cependant sous-estimées par les simulations. L'augmentation générale des valeurs RMS est bien prédite

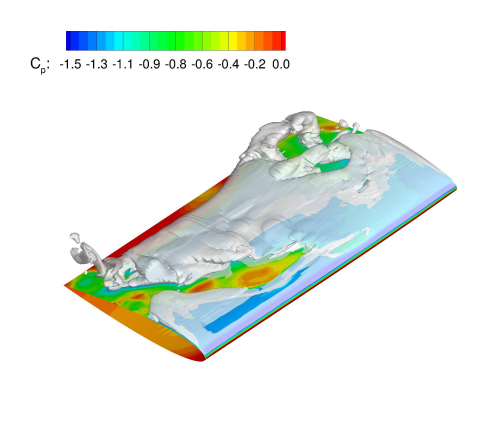


FIGURE V.95 – Isosurface $\alpha_v = 0.1$ et coefficient de pression sur le profil pour $\sigma = 1.25$

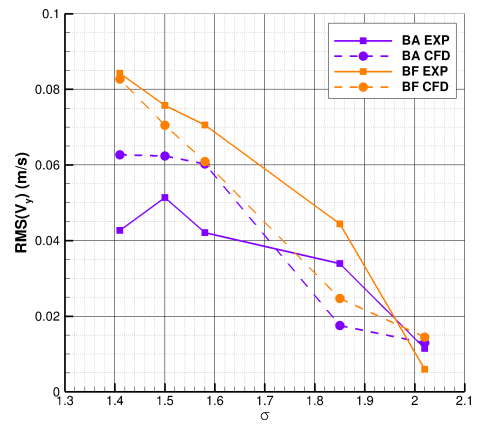


FIGURE V.96 – Valeurs RMS des vibrations à l’extrémité libre du bord d’attaque et du bord de fuite, mesurées dans les essais et issues des simulations.

par le modèle numérique. Dans les deux approches, l’amplitude des vibrations du bord d’attaque semble plutôt constante pour les trois plus petits paramètres σ . Au contraire, les valeurs RMS des vibrations du bord de fuite continuent d’augmenter lorsque le paramètre de cavitation diminue.

V.2.2.b Analyse des dynamiques de poche

Pour certaines valeurs du paramètre σ , les spectres de vibration issus des simulations ne font apparaître qu’une seule fréquence caractéristique du couplage fluide-structure, suggérant que les oscillations de la poche et du profil se font à la même fréquence. Afin de mieux étudier la relation entre les déformations du profil et la dynamique de la poche, les amplitudes des premiers modes de flexion et de torsion, ainsi que l’évolution du volume de vapeur dans l’écoulement sont tracées en figure V.97, pour $\sigma = 1.86$, $\sigma = 1.58$, $\sigma = 1.50$ et $\sigma = 1.41$. Les quantités q_1^* et q_2^* sont obtenues en retranchant les moyennes des amplitudes modales, puis en divisant par la valeur maximale pour faciliter les comparaisons.

Comme présenté dans la section V.2.2.a, pour $\sigma = 1.86$, la poche de cavitation oscille à la fréquence du premier mode de flexion. Bien que ce comportement ne soit pas retrouvé expérimentalement, cet exemple permet d’étudier un cas où les vibrations du profil semblent imposer la dynamique de la poche de cavitation. Les variations du volume de vapeur sont presque en quadrature de phase avec l’amplitude en flexion (figure

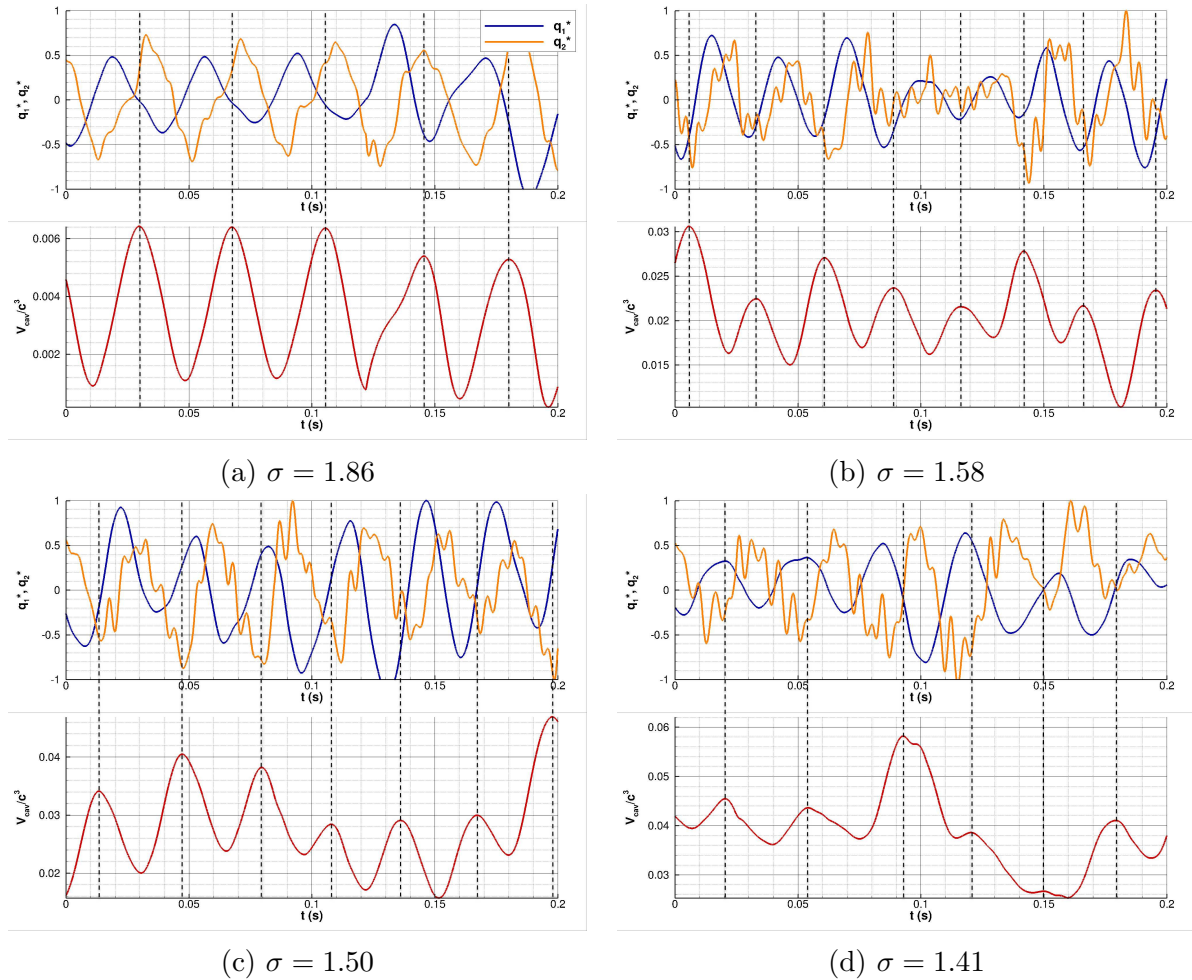


FIGURE V.97 – Evolutions des amplitudes des deux premiers modes de flexion et de torsion et du volume de vapeur pour différentes valeurs de σ .

V.97). Le maximum de vapeur dans l'écoulement est atteint lorsque la flexion diminue (en phase descendante), tandis que la poche disparaît quand la flexion du profil augmente. Les courbes indiquent également que le maximum de vapeur est atteint juste avant l'amplitude maximale du mode de torsion. Pour $\sigma = 1.58$, le volume maximal de vapeur est obtenu juste après l'amplitude minimale du mode de flexion et juste avant la valeur minimale de l'amplitude du mode de torsion. En revanche, pour $\sigma = 1.50$, les courbes de variation du volume de vapeur et d'amplitude du mode de flexion sont presque en quadrature de phase. Enfin, pour $\sigma = 1.41$, les déphasages entre la dynamique de la poche de cavitation et les vibrations du profil sont moins réguliers. Le volume maximal correspond par exemple au maximum de flexion pour les deux premières périodes, tandis qu'il apparaît autour de $q_1^* = 0$ pour les deux dernières périodes. En réalité, bien qu'un unique pic soit visible sur les spectres de vibration pour $\sigma = 1.41$, la transformée de Fourier du volume de vapeur présentée en figure V.98 révèle que la fréquence des lâchers est légèrement inférieure à celle des vibrations du profil, avec une valeur proche de 25 Hz. Il n'y a donc pas de *lock-in* pour cet écoulement dans les simulations numériques.

En revanche, pour $\sigma = 1.58$, la fréquence des vibrations du profil est bien égale à celle des lâchers de nuages, dans les essais comme dans la simulation numérique. Les résultats de la simulation sont donc confrontés aux images de caméra rapide en figure

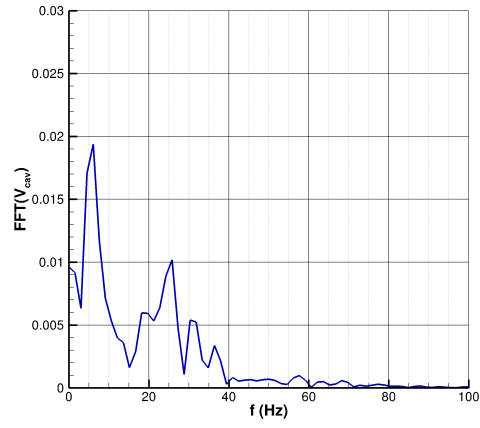


FIGURE V.98 – Transformée de Fourier du volume de vapeur pour $\sigma = 1.41$

V.99, pour comparer les prédictions numériques aux essais. Les photographies et courbes expérimentales sont recalées pour obtenir le maximum de flexion au même instant que dans les simulations. L'évolution temporelle des déplacements et des vitesses de vibration numériques correspondent plutôt bien aux courbes expérimentales. Bien que les isosurfaces de la fraction de vapeur numériques soient globalement similaires aux photographies de la cavitation prises dans les essais, il semble exister un déphasage d'environ $\pi + 4$ entre les dynamiques de poche numérique et expérimentale. A l'instant T_3 par exemple, le nuage de vapeur se trouve au niveau du bord de fuite dans la simulation et a presque complètement disparu. Au même instant, le nuage observé sur les photographies se trouve plutôt aux trois quarts de la corde. La cavitation dans les simulations à l'instant T_3 ressemble plus à l'instant T_4 dans les essais. Ce déphasage pourrait être la raison pour laquelle on n'observe pas dans les simulations d'harmoniques aussi prononcées que dans les essais sur les spectres de vibration. Cela pourrait également expliquer pourquoi, le *lock-in* qui paraît se mettre en place dans les essais pour $\sigma < 1.58$ n'est pas capturé par l'approche numérique.

V.2.2.c Effets de masses ajoutées

La figure V.100 propose l'évolution des coefficients de masses ajoutées modales calculés par le code ISIS-CFD pour différents paramètres de cavitation. Comme dans le cas subcavitant, le coefficient le plus important est prédit pour le premier mode de flexion, et les coefficients du mode de torsion et du deuxième mode de flexion ont des valeurs similaires. Pour chaque valeur de σ , les oscillations des masses ajoutées sont en opposition de phase avec les variations du volume total de vapeur dans l'écoulement. Les coefficients de masses ajoutées sont tous inférieurs à ceux prédits en écoulement subcavitant. En effet, la présence de vapeur, dont la masse volumique est bien inférieure à celle du liquide, diminue la densité du mélange vu par le profil. Les valeurs maximales des coefficients restent relativement proches des valeurs obtenues dans le cas subcavitant, tandis que les valeurs minimales diminuent lorsque le paramètre de cavitation diminue.

Les valeurs des masses ajoutées inférieures à celle de l'écoulement subcavitant, devraient donner en régime cavitant des fréquences modales supérieures à celles de l'écoulement sans vapeur. Au contraire, les fréquences du premier mode de flexion prédites par les simulations sont inférieures à celles prédites en régime subcavitant. Pour $\sigma = 1.86$ par exemple, la simulation donne une fréquence du premier mode de flexion $f_1^{\text{cav}} = 27$

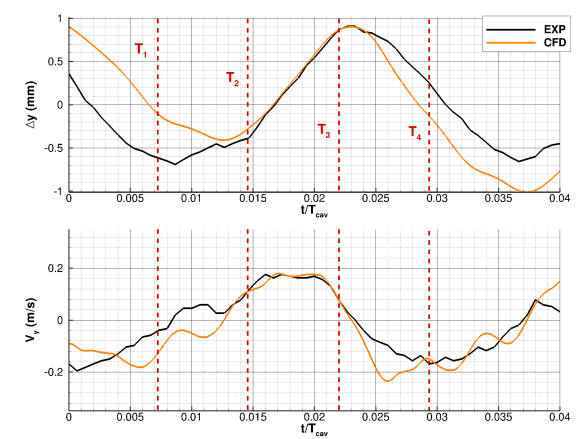
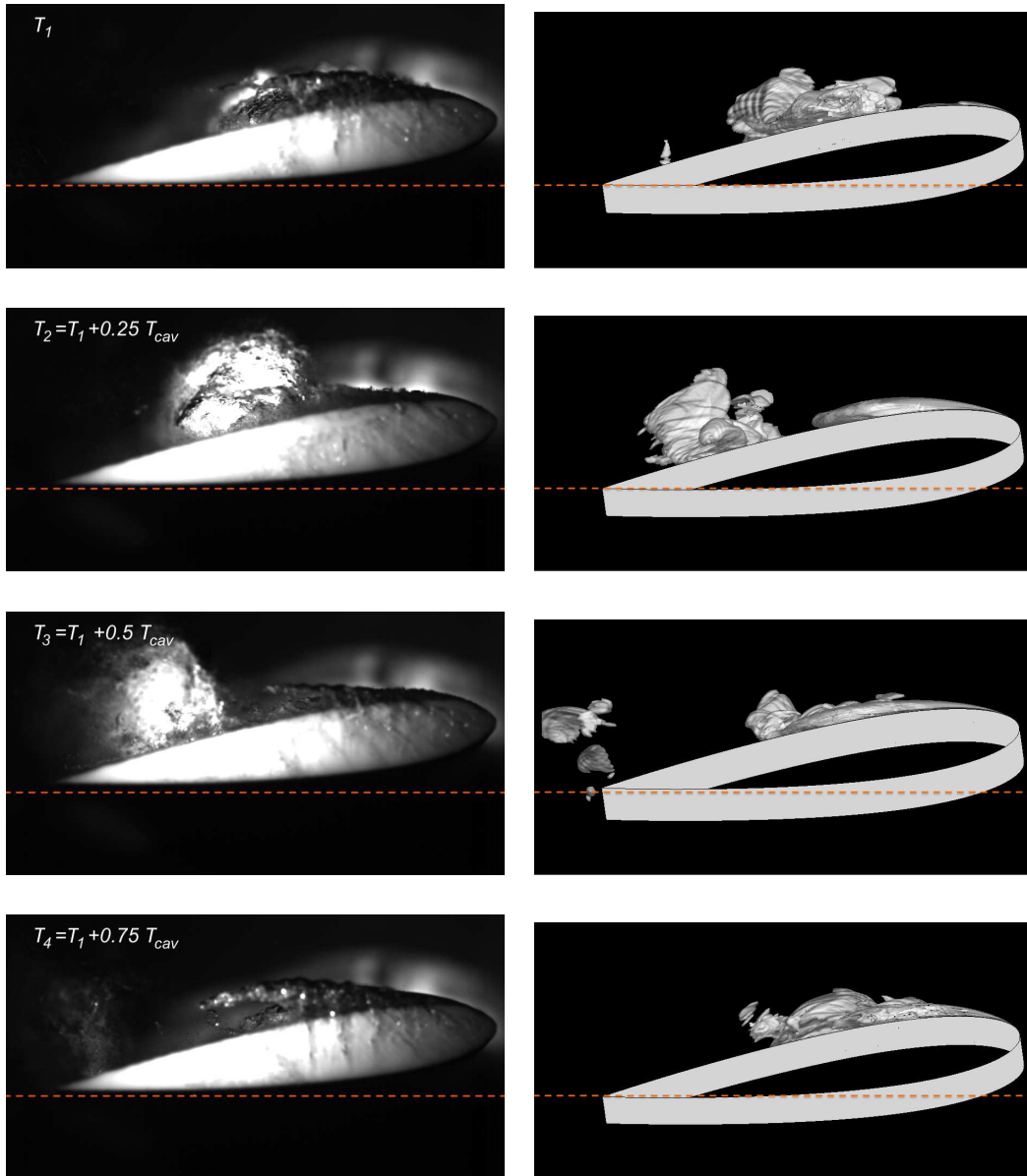


FIGURE V.99 – Comparaison des images de caméra rapide avec les résultats de la simulation pour $\sigma = 1.58$. Les déplacements et vitesses expérimentaux sont obtenus par post-traitement des images de caméra rapide.

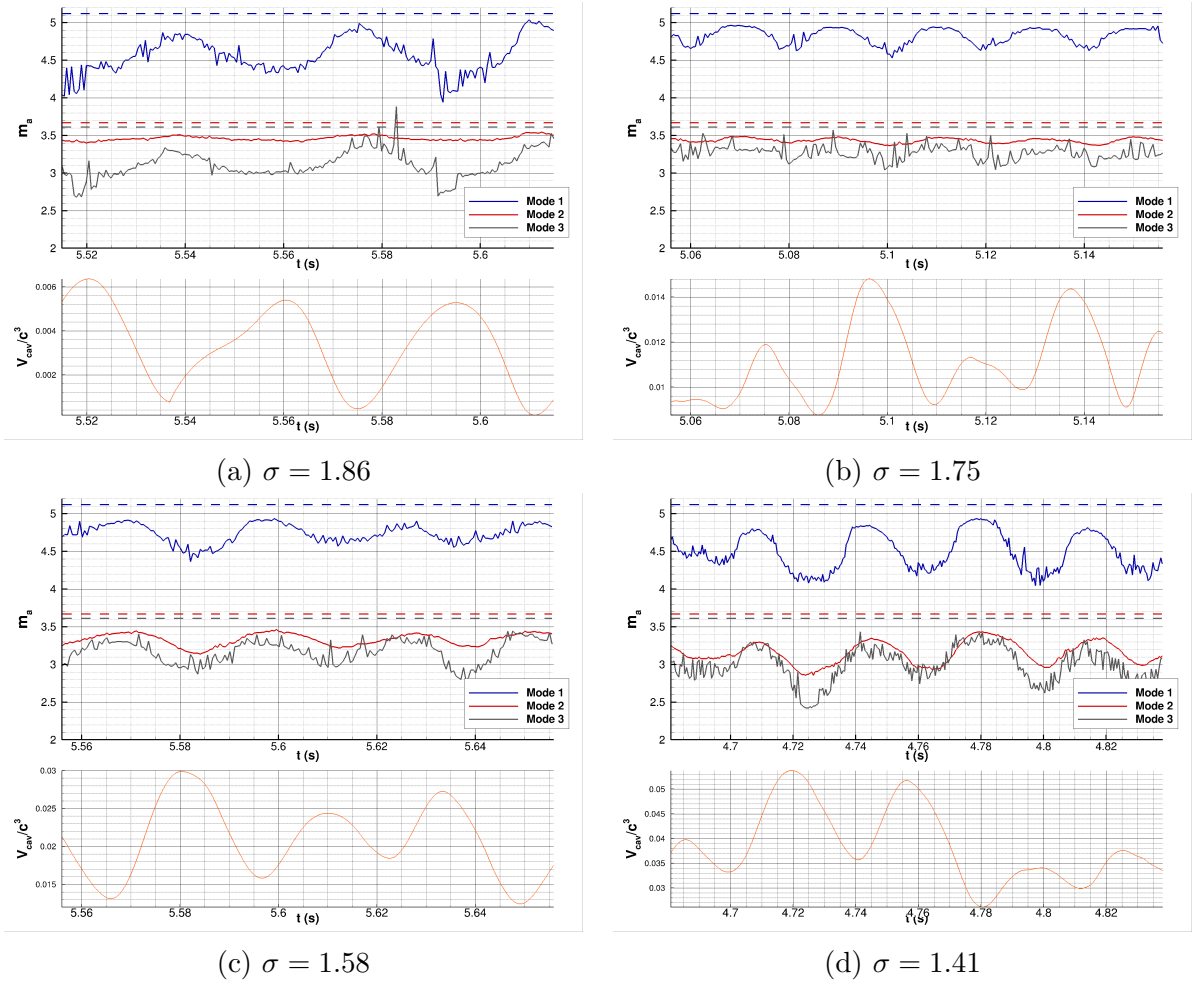


FIGURE V.100 – Variations des coefficients de masses ajoutées des trois premiers modes calculés par le code numérique et volume de vapeur dans l'écoulement pour quatre paramètres de cavitation. Les lignes en pointillés donnent les valeurs des coefficients prédites pour l'écoulement subcavitant.

Hz, tandis qu'elle est estimée autour de 33 Hz par le code dans le cas subcavitant. Bien que surprenant, ce comportement est en accord avec les mesures expérimentales, pour lesquelles la fréquence du mode de flexion varie de 38 Hz à 32 Hz. Les diminutions relatives de la fréquence du premier mode sont similaires dans l'approche numérique et dans les essais, et de l'ordre de 15%. Les écarts entre les fréquences du mode de flexion fournies par les simulations et les mesures de vibrométrie en écoulement cavitant sont donc plutôt dus à une sur-estimation de masse ajoutée dans le cas subcavitant. Ces résultats suggèrent que des effets de raideur ou d'amortissement ajoutés sont à l'origine de la diminution de la fréquence du mode de flexion, et sont bien capturés par la simulation numérique.

Les simulations autour du profil flexible montrent que des valeurs élevées du paramètre n_0 prédisent davantage de vapeur dans l'écoulement. La comparaison des résultats numériques de simulations avec $n_0 = 10^7 \text{ m}^{-3}$ et $n_0 = 10^9 \text{ m}^{-3}$, montre que l'on obtient des masses ajoutées inférieures pour la valeur de n_0 la plus élevée (figure V.101). Une augmentation de la valeur du paramètre n_0 doit donc légèrement augmenter la fréquence du premier mode. Pour $\sigma = 1.58$, la diminution du coefficient de masse ajoutée du premier mode est de l'ordre de 7%, et devrait donc causer une augmentation de la fréquence mo-

dale d'environ 3%, soit 1 Hz. Pour avoir une résolution spectrale suffisante pour bien capturer cette variation, les calculs devraient simuler au moins 2 s d'écoulement, représentant 40000 pas de temps. Pour limiter les temps de calcul, les simulations réalisées dans cette thèse ne représentent pas plus 0.6 s d'écoulement par paramètre de cavitation, rendant difficile de capturer de si petites diminutions de fréquence. Au contraire, l'augmentation du paramètre n_0 a tendance à diminuer plus significativement la fréquence des oscillations de la poche de cavitation. On observe ainsi une légère diminution du pic principal de vibration sur le spectre de la figure V.89b.

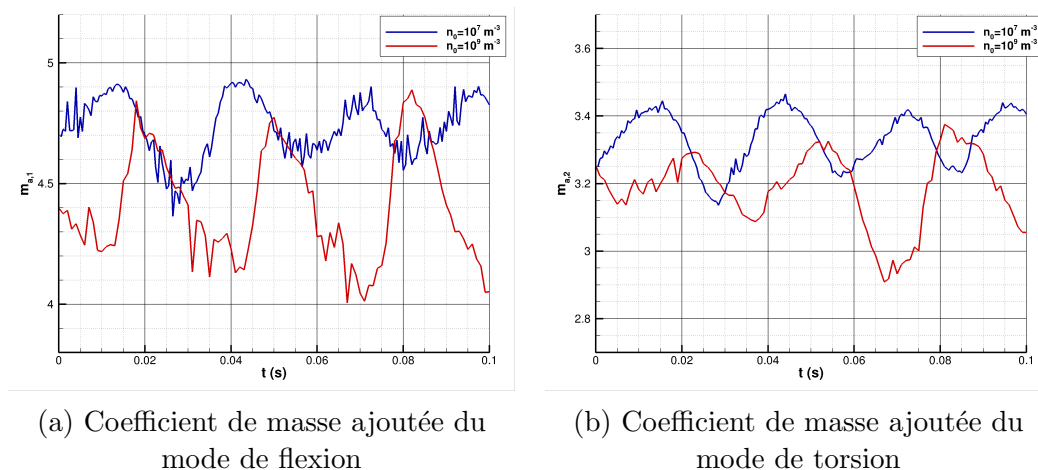


FIGURE V.101 – Influence du paramètre n_0 sur les coefficients de masses ajoutées des deux premiers modes pour $\sigma = 1.58$

V.2.2.d Comparaison avec les acquisitions PIV

Le champ des vitesses moyennes mesurées dans le plan situé à mi-envergure pour $\sigma = 2.02$ est comparé à celui obtenu dans les simulations sur la figure V.102. Pour faciliter la comparaison, la poche de cavitation prédite par la simulation est également reportée sur la figure présentant les vitesses expérimentales. La prédiction numérique est globalement similaire au champ expérimental. Des profils verticaux des vitesses u_x ont été extraits en plusieurs endroits de la corde et sont présentés sur la figure V.102c. Il existe un bon accord entre les profils de vitesses numériques et expérimentaux sur le premier tiers de la corde. Les écarts sont plus importants dans le sillage de la poche $x/c > 0.33$. Ces différences peuvent être dues aux petits lâchers de vapeur observés dans les essais. Ces lâchers ne sont pas prédits par les simulations et ont tendance à augmenter l'intensité de la turbulence dans le sillage de la poche. On obtient ainsi un sillage expérimental plus épais en aval du profil (en $x/c = 1.1$), que le sillage prédit par les simulations.

La comparaison des vitesses numériques et expérimentales pendant un cycle de lâcher de nuage est proposée en figure V.103 pour $\sigma = 1.50$. Les figures représentent les vitesses instantanées pour l'approche numérique et les vitesses moyennées en phase pour les expériences. Lorsque la longueur de la poche de vapeur est proche de sa valeur maximale (instant T_1 sur la figure V.103), on obtient plutôt un bon accord entre le champ de vitesse numérique et le champ expérimental. Au niveau du bord de fuite, un déficit de vitesse plus important est visible dans la simulation numérique. Ces faibles vitesses sont liées à la condensation du nuage de vapeur précédent, générant des tourbillons dans

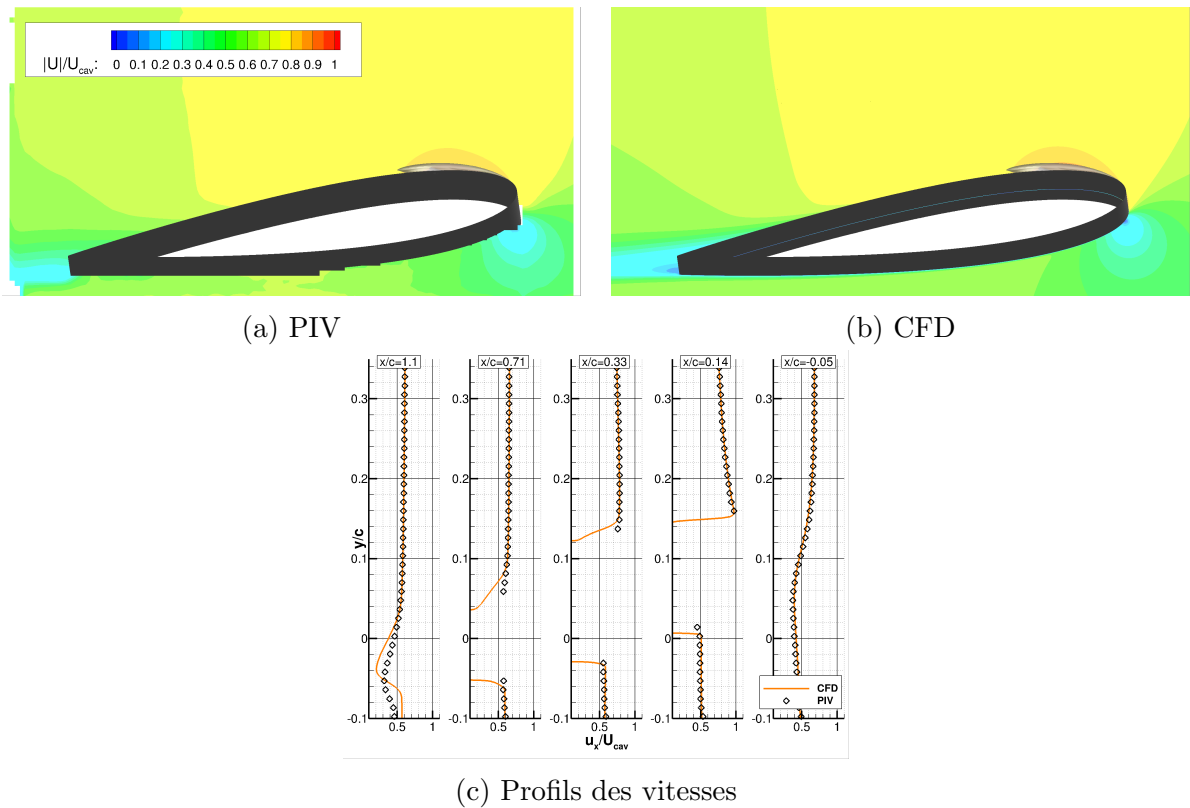


FIGURE V.102 – Comparaison des vitesses moyennes mesurées par PIV et issues de la simulation pour $\sigma = 2.02$, dans le plan vertical situé à mi-envergure.

le sillage du profil. Notons que les structures de vapeur qui se condensent au bord de fuite pouvant être très différentes entre deux lâchers consécutifs, la moyenne de phase appliquée au champ PIV peut avoir tendance à faire disparaître les extrema locaux des vitesses. A l'instant $T_2 = T_1 + 0.25T_{cav}$, le nuage de vapeur se trouve approximativement à mi-corde. Des vitesses proches de la vitesse théorique U_{cav} sont visibles au-dessus du nuage, dans les résultats numériques et expérimentaux. Ces vitesses sont cependant un peu plus importantes dans l'approche numérique. La simulation prédit aussi des vitesses plus élevées près du bord d'attaque. Des différences notables existent entre les prédictions numériques et les essais pour l'instant T_3 . Dans la simulation, le tourbillon contenant le nuage semble situé plus bas que dans les champs PIV. Les vitesses élevées, proches de la valeur U_{cav} , sont situées plus haut dans les essais que dans les résultats numériques. Une zone de circulation au centre du nuage de vapeur est visible dans les simulations. Cette partie de l'écoulement est cependant masquée par le nuage dans les essais. On retrouve, comme à l'instant T_2 , des vitesses plus élevées près du bord d'attaque dans les simulations que dans la PIV. Lorsque le nuage arrive au bord de fuite (instant T_4), un déficit de vitesse apparaît en aval du nuage, visible sur les champs des deux approches. Près du bord d'attaque, la région où les vitesses sont élevées est plus étendue dans les simulations, suggérant que la poche de vapeur se développe moins rapidement dans les essais.

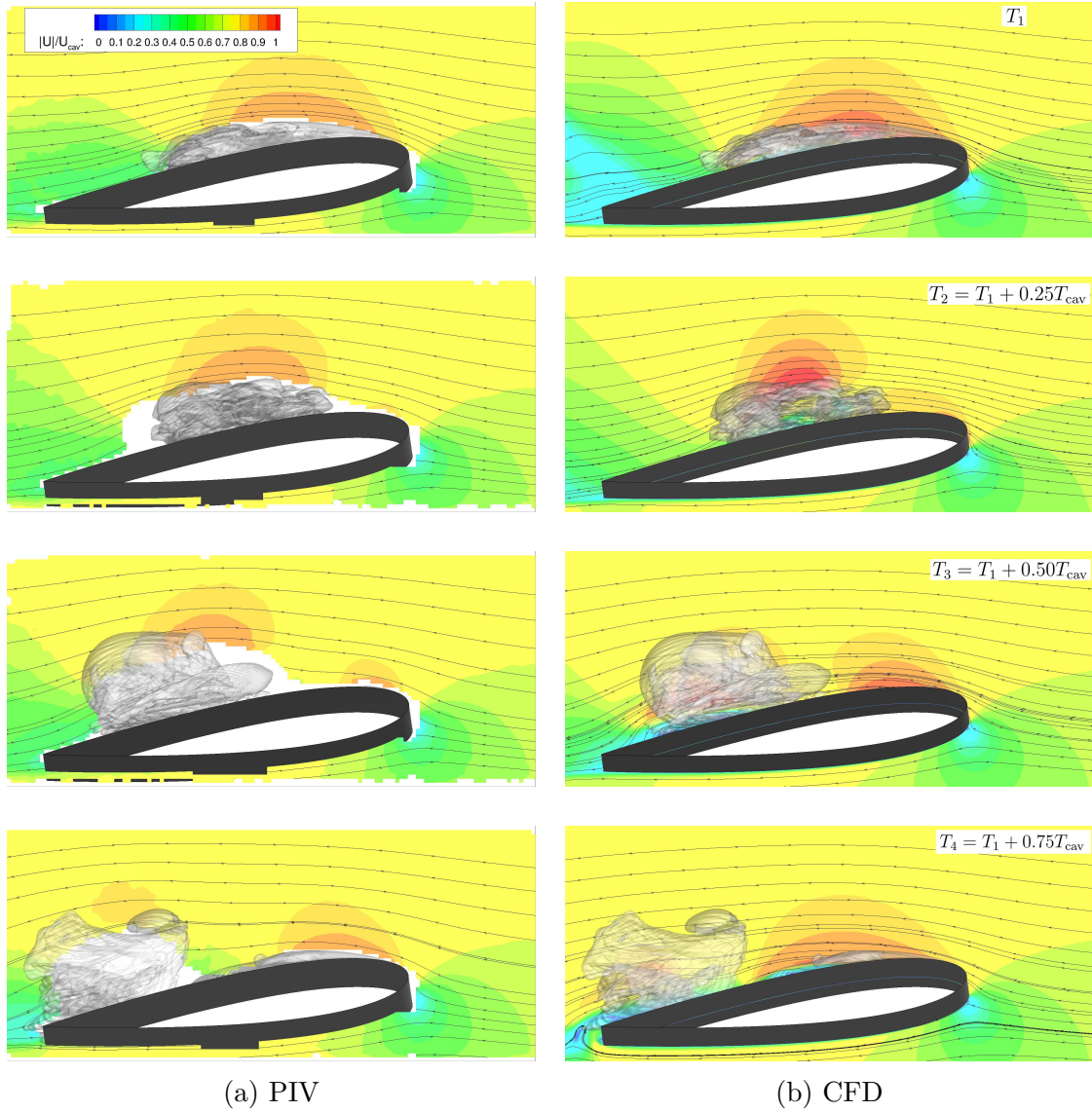


FIGURE V.103 – Comparaison des vitesses obtenues par PIV et dans la simulation pour $\sigma = 1.50$ dans le plan vertical à mi-envergure. Les vitesses instantanées sont représentées pour les simulations, les vitesses moyennées en phase pour les expériences.

V.2.2.e Comparaison des performances hydrodynamiques avec le profil rigide

Le dispositif d'encastrement du profil flexible rend les mesures d'efforts impossibles. Les prédictions numériques sur le NACA 0015 en POM peuvent toutefois être comparées aux efforts issus des simulations pour le profil rigide. Les évolutions des coefficients hydrodynamiques pour les deux profils sont tracées en figure V.104 pour les simulations au paramètre de cavitation $\sigma = 1.41$. Les courbes montrent que les fluctuations des efforts sont plus importantes pour le profil flexible et semblent moins périodiques que pour le profil rigide. Les valeurs moyennes de portance et de traînée sont aussi plus élevées pour le profil en POM. En effet, les déformations de torsion ont pour effet d'accroître l'angle d'incidence effectif, provoquant une augmentation des efforts hydrodynamiques.

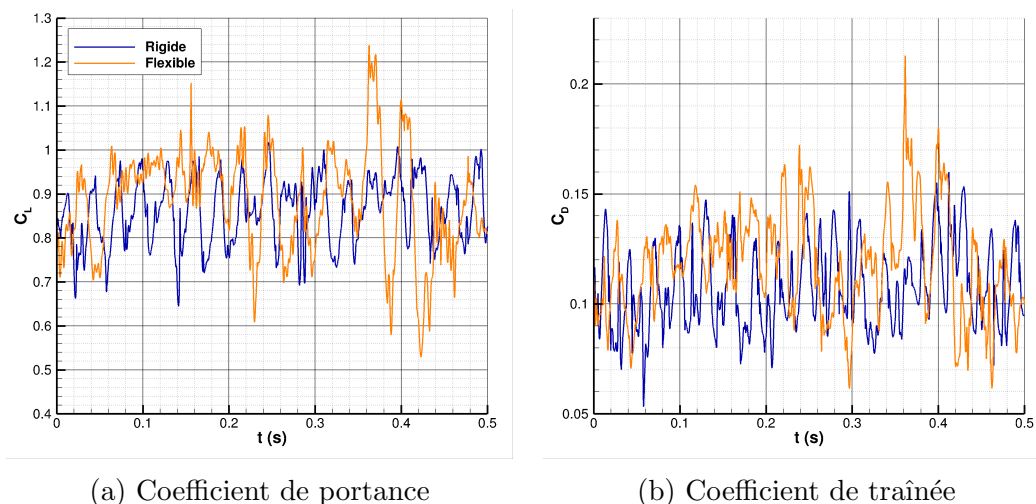
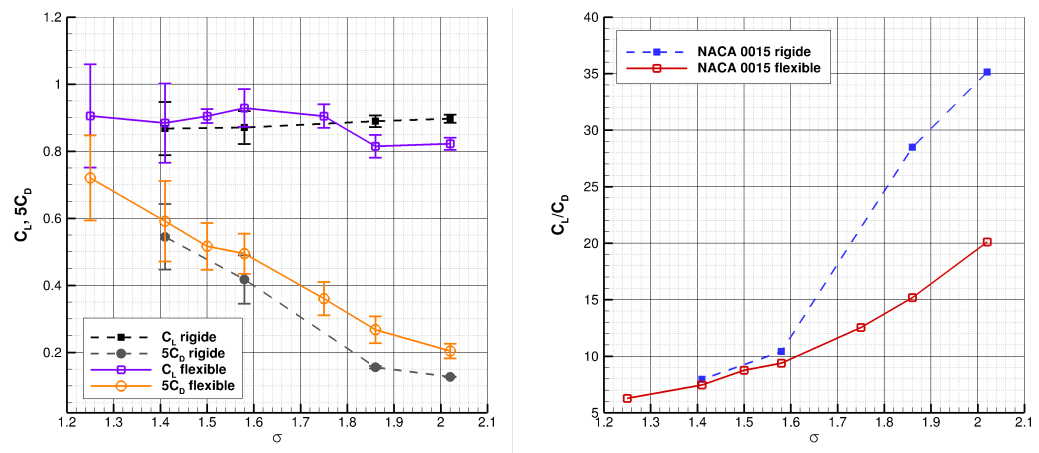


FIGURE V.104 – Evolution des coefficients hydrodynamiques sur les profils rigide et flexible, pour $\sigma = 1.41$.

Les coefficients moyens des simulations numériques aux différents paramètres σ étudiés sont présentés en figure V.105 pour le profil en inox et le profil en POM. Les valeurs reportées correspondent aux simulations donnant les meilleurs accords avec les expériences : les calculs avec $n_0 = 10^9 \text{ m}^{-3}$ pour $\sigma = 2.02$ et $\sigma = 1.86$, et les simulations avec $n_0 = 10^7 \text{ m}^{-3}$ et la correction de Reboud pour les autres écoulements. Les coefficients de portance du profil flexible sont supérieurs à ceux du profil rigide pour $\sigma \leq 1.75$. Les coefficients de portance les plus bas obtenus sur le profil flexible pour $\sigma = 2.02$ et $\sigma = 1.86$ s'expliquent par l'utilisation de la valeur $n_0 = 10^9 \text{ m}^{-3}$ pour le profil en POM, contre $n_0 = 10^7 \text{ m}^{-3}$ pour le profil en inox. En effet, avec des valeurs élevées de n_0 , la portance est sous-estimée par rapport aux expériences (cf section V.1.4.a pour le profil rigide). La force de traînée est supérieure pour le profil flexible pour tous les écoulements considérés. Les écarts-types (barres d'erreurs sur la figure V.105) sont plus importants pour le profil en POM, suggérant que la flexibilité du profil augmente les amplitudes de fluctuation des efforts. Pour toutes les valeurs de σ étudiées, la finesse du profil flexible est inférieure à celle du profil rigide. Les grandes différences observées pour $\sigma = 2.02$ et $\sigma = 1.86$ sont encore une fois directement liées aux valeurs du paramètre n_0 utilisées dans les simulations.



(a) Coefficients hydrodynamiques

(b) Finesses

FIGURE V.105 – Coefficients hydrodynamiques moyens et finesses des profils rigide et flexible, en fonction du paramètre σ . Les barres d'erreurs représentent les écarts-types.

V.2.3 Bilan sur le profil flexible

L'écoulement cavitant autour du profil flexible NACA 0015 en POM a été étudié des points de vue expérimental et numérique. Les mesures de vibrométrie ont montré que la fréquence du premier mode de flexion diminue en écoulement, tandis que celles des modes supérieures augmentent. Un phénomène de *lock-in* semble émerger lorsque la fréquence des instabilités de la poche de vapeur se rapproche de la fréquence du mode de flexion en écoulement subcavitant. Lorsque ces fréquences coïncident, des harmoniques apparaissent sur les spectres de vibration, mais ne semblent pas modifier la dynamique de la poche de cavitation. Les modes du profil sont peu affectés par l'apparition de vapeur, justifiant l'utilisation de l'approche modale pour la résolution numérique. Des mesures des champs de vitesse par PIV ont été réalisées, et permettent de retrouver les fréquences observées au vibromètre.

Les simulations numériques permettent de prédire correctement les fréquences et amplitudes des vibrations du profil flexible (figure V.106), sauf pour les cas où la poche reste attachée au profil : pour $\sigma = 2.02$ et $\sigma = 1.86$ les résultats des simulations montrent que la poche oscille à la fréquence du mode de flexion, ce qui n'est pas le cas dans les essais. Les harmoniques observées sur les spectres de vibration expérimentaux ne sont pas retrouvées dans les simulations. L'approche numérique utilisée ne semble donc pas capable de capturer le phénomène de *lock-in*. Les champs de vitesse prédits par les simulations pour $\sigma = 2.02$ et $\sigma = 1.50$ sont plutôt en bon accord avec les champs PIV. Enfin, les simulations montrent que les coefficients hydrodynamiques du profil flexible sont supérieurs à ceux du profil rigide pour la plupart des paramètres σ étudiés. Les courbes de finesses des deux profils indiquent que les performances du profil en inox sont meilleures que celles du profil flexible.

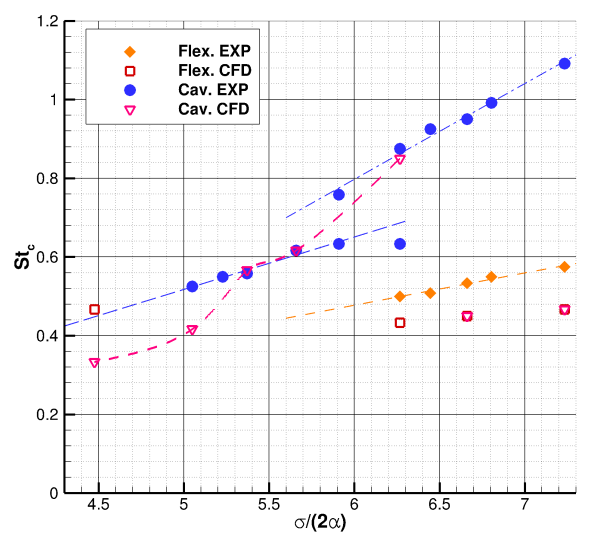


FIGURE V.106 – Comparaison entre les simulations et les essais, pour les fréquences de la poche de cavitation et du premier mode de flexion.

Conclusion et perspectives

Synthèse des résultats

Dans cette thèse, différents régimes d'écoulement ont été étudiés autour d'un profil NACA 0015 en inox et du même profil en polyoxyméthylène. Le travail s'appuie sur la combinaison d'une approche expérimentale et d'une approche numérique. L'objectif est double : d'une part, l'analyse de l'interaction fluide-structure en régimes subcavitants et cavitants, d'autre part, la validation de l'approche numérique sur des écoulements multiphysiques complexes. Les essais réalisés dans le cadre de cette thèse, s'inscrivent dans la continuité des travaux de Lelong [7], et répondent au relatif manque de données expérimentales sur l'interaction fluide-structure en écoulement cavitant dans la littérature scientifique. Un large éventail de dispositifs de mesures a été mis en place, comprenant des mesures d'efforts, des acquisitions PIV, des mesures de déformées statiques et de vibrations. Les résultats expérimentaux ont aussi servi à la validation de la méthode numérique, employée pour la première fois à l'étude d'écoulements cavitants autour d'une structure flexible. L'approche numérique repose sur une décomposition modale des déformations de la structure, permettant de réduire les temps de calcul par rapport à une approche partitionnée classique tout en assurant un couplage implicite fort.

Plusieurs écoulements subcavitants ont d'abord été étudiés pour le profil rigide et le profil flexible. Les mesures d'efforts sur le profil rigide à différentes incidences ont permis de valider les résultats du code CFD. Les écarts observés entre les prédictions numériques de simulations 3D et les essais sur les courbes de portance et de traînée ont été analysés. Les résultats numériques montrent que le développement d'un tourbillon au niveau de l'interstice entre le profil rigide et les parois de la veine d'essai augmente significativement la traînée par rapport à une géométrie sans interstice. Les différences observées sur les courbes de portance sont attribuées au phénomène de transition laminaire-turbulent qui n'est pas pris en compte dans le modèle de turbulence utilisé. La comparaison des champs de vitesse issus des simulations aux mesures PIV a montré que la physique de l'écoulement est tout de même bien capturée par le modèle numérique.

Des mesures de vibrométrie et de télémétrie ont été réalisées sur le profil flexible, pour plusieurs vitesses d'écoulement et différentes incidences. Les spectres de vibration ont permis d'estimer les fréquences et les formes des modes propres du profil. Les résultats indiquent que les modes en écoulement restent globalement similaires à ceux obtenus en air, justifiant ainsi l'approche modale utilisée dans les simulations. Les mesures de vibrométrie ont également permis d'estimer les coefficients de masses et amortissements ajoutés pour certains modes du profil flexible. Les déformées en flexion sont mesurées à l'aide d'un télémètre laser et mettent en évidence une influence de la transition turbulente pour de faibles vitesses d'écoulement. Des simulations avec couplage fluide-structure ont

été réalisées pour les conditions d'écoulements étudiées dans les essais. Les résultats de simulations stationnaires montrent que l'approche modale permet bien de prédire les déformations statiques du profil flexible à plusieurs incidences. Des calculs instationnaires ont permis de comparer les prédictions numériques des fréquences modales du profil en écoulement aux valeurs expérimentales. Bien que la fréquence du premier mode de flexion soit légèrement sous-estimée, les prédictions du modèle numérique sont plutôt proches des essais. Les coefficients d'amortissement ajoutés ont pu être estimés et comparés avec succès à ceux mesurés dans les expériences. Les contraintes de Von Mises prédites par les simulations près de l'encastrement sont en excellent accord avec les mesures antérieures de Lelong [7], validant la stratégie numérique de couplage fluide-structure.

Une fois le code numérique validé pour des écoulements subcavitants autour du profil rigide et du profil flexible, des cas de régimes cavitants ont été étudiés. Plusieurs paramètres de cavitation σ ont été considérés, permettant ainsi d'analyser des exemples de cavitation partielle de poches attachées et de cavitation avec lâchers de nuages de vapeur. Les efforts hydrodynamiques ont été mesurés pour cinq paramètres de cavitation σ . La dynamique de la poche de cavitation a pu être étudiée à l'aide d'images de caméra rapide. Ces images ont été utilisées pour caractériser les instabilités de poche à l'aide d'une décomposition spectrale en modes orthogonaux. Les essais indiquent que les performances du profil se dégradent lorsque la cavitation apparaît. Du point de vue numérique, des simulations 2D ont d'abord été mises en place afin d'estimer les erreurs de discrétisation spatiale et temporelle et pour comparer différents modèles de cavitation. Des simulations 3D ont ensuite été réalisées avec le modèle de Sauer pour les conditions d'écoulements des essais. L'activation de la correction de la viscosité turbulente de Reboud et la calibration du paramètre n_0 du modèle de cavitation permettent d'obtenir de prédictions numériques en excellent accord avec les expériences pour les cas de cavitation avec nuages de vapeur. Les fréquences des lâchers ainsi que les valeurs moyennes des coefficients de portance et de traînée sont presque identiques aux valeurs expérimentales. Les simulations donnent de moins bons résultats pour les cas de poches attachées : les longueurs de poche et les coefficients de traînée sont significativement sous-estimés.

Une fois l'approche numérique validée pour des exemples d'interactions fluide-structure en régime subcavitant et d'écoulements cavitant autour du profil rigide, les cas plus complexes d'écoulements cavitants avec interaction fluide-structure ont pu être traités. Des essais ont été réalisés pour différentes conditions d'écoulement autour du profil flexible sous une incidence de 8° , correspondant à des paramètres de cavitation compris entre $\sigma = 2.02$ et $\sigma = 1.25$. L'approche expérimentale est composée de mesures de vibrométrie et de télémétrie, de mesures des champs de vitesse par PIV et d'acquisition d'images de caméra rapide. Les vibrations du NACA 0015 flexible augmentent lorsque le paramètre de cavitation diminue, sans que les formes modales ne soient considérablement modifiées par la présence de vapeur dans l'écoulement. Les fréquences modales en écoulement cavitant sont en revanche différentes de celles sans cavitation. La fréquence du premier mode de flexion diminue d'environ 15%, passant de 38 Hz à 34 Hz pour $\sigma = 2.02$. Cette fréquence continue de baisser jusqu'à $\sigma = 1.75$, où elle vaut 30 Hz. Cette tendance évoque une modification de la raideur effective, car intuitivement, la masse ajoutée seule doit avoir tendance à diminuer et ainsi augmenter les fréquences modales. Pour les modes d'ordre supérieur on obtient bien une augmentation des fréquences lorsque la vapeur se développe. Les spectres du vibromètre indiquent que le profil oscille aussi à la fréquence des instabilités de la poche de cavitation. Cette fréquence diminue également

lorsque le paramètre de cavitation diminue, entre 65 Hz pour $\sigma = 2.02$ et 45 Hz pour $\sigma = 1.65$. Pour des paramètres σ plus petits, on ne distingue plus les pics relatifs au mode de flexion et à la cavitation. Un large pic est observé autour d'une fréquence de 37 Hz, proche de celle du mode de flexion en écoulement subcavitant. Lorsque le paramètre de cavitation diminue un peu plus, un phénomène de *lock-in* semble émerger, caractérisé par la présence d'harmoniques sur les spectres de vibration. La PIV a permis de retrouver les fréquences observées avec le vibromètre, et de mettre en évidence le tourbillon contenant le nuage de vapeur. Les mesures de télémétrie révèlent que la flexion du profil augmente légèrement avec des valeurs de σ décroissantes. Pour l'ensemble des écoulements considérés, les déformations du profil restent limitées (de l'ordre de quelques pourcents) et ne semblent pas avoir d'influence considérable sur la dynamique de la poche de vapeur. Les longueurs de poche sont tout de même supérieures par rapport au cas du profil rigide et les fréquences des lâchers des nuages un peu plus faibles.

La méthode numérique a été utilisée pour simuler le couplage fluide-structure pour plusieurs conditions d'écoulements traitées dans les essais. Pour les cas de poches attachées au bord d'attaque, $\sigma = 2.02$ et $\sigma = 1.86$, les résultats numériques donnent des poches oscillant à la fréquence du premier mode de flexion, tandis que ces fréquences sont plus élevées dans les expériences. Le couplage numérique permet néanmoins de retrouver la diminution de la fréquence du mode de flexion en écoulement cavitant. Pour les écoulements où d'importants lâchers de nuages de vapeur sont observés expérimentalement, les simulations permettent globalement de bien capturer les amplitudes et les fréquences de vibration du profil flexible. En revanche, l'approche numérique ne semble pas capable de capturer l'émergence d'harmoniques lorsque la fréquence principale des vibrations coïncide avec celle de l'instabilité de jet re-entrant de la poche. Pour $\sigma = 1.41$, la prédiction numérique donne une fréquence du mode de flexion égale à 32 Hz et une fréquence des lâchers de nuages proche de 25 Hz, tandis que ces deux fréquences se confondent dans les essais. Le phénomène de *lock-in* ne semble donc pas être capturé par l'approche numérique. L'analyse conjointe de la dynamique de la poche et des déplacements du profil révèle un petit déphasage entre les simulations et les expériences, qui pourrait expliquer pourquoi l'accrochage fréquentiel ne se met pas en place dans les calculs. Les simulations montrent que les coefficients des masses ajoutées modales diminuent avec les valeurs du paramètre σ . Les prédictions des vitesses à mi-envergure ont aussi été comparées aux mesures PIV pour une poche stable ($\sigma = 2.02$) et avec des lâchers de nuage ($\sigma = 1.50$). Bien que des différences soient observées, les vitesses numériques sont cohérentes avec les champs expérimentaux.

Le travail réalisé dans cette thèse a donc permis de confronter une méthode numérique et une approche expérimentale. Les campagnes d'essais ont permis de caractériser le cas complexe d'un profil flexible en écoulement cavitant, révélant des effets de masse ajoutée ou d'accrochage fréquentiel. Les simulations indiquent que l'approche numérique permet de bien prédire les amplitudes et les fréquences de vibrations. Le modèle numérique semble néanmoins plus limité pour capturer le phénomène de *lock-in* qui se met en place lorsque la fréquence de la poche de cavitation et s'approche de la fréquence du mode de flexion du profil.

Perspectives

Du point de vue expérimental, il serait intéressant de caractériser plus précisément les régions où le *lock-in* peut apparaître. Une amélioration du dispositif d'ensemencement des particules de rhodamine permettrait d'obtenir des mesures des vitesses PIV de meilleure qualité pour analyser l'origine des harmoniques sur les spectres de vibration. Des essais pourraient également être réalisés pour étudier des déformations plus importantes du profil flexible, qui pourraient avoir une influence non-négligeable sur la dynamique de la poche de cavitation.

Des géométries de foil plus complexes pourraient être utilisées pour étudier l'interaction fluide structure en écoulement. Les instabilités de la poche sur une géométrie trapézoïdale, feraient par exemple apparaître une réponse hydroélastique multifréquentielle. Il serait très intéressant de mettre en place une campagne d'essais dédiée à l'analyse du régime cavitant autour d'un profil en composite, comme celui étudié par Pernod [145]. Le développement de la poche de cavitation pourrait avoir une influence sur le couplage flexion-torsion induit par des fibres anisotropiques.

Du côté numérique, un premier objectif pourrait consister à réaliser un couplage avec une méthode éléments finis classique, pour voir si cela permet de capturer les harmoniques des vibrations lors du *lock-in*. Il serait particulièrement intéressant de comparer l'approche modale et un couplage classique CFD-FEM dans des cas de grandes déformations, pour lesquels les non-linéarités géométriques négligées dans la première approche deviennent importantes.

Des simulations avec des modèles de turbulence plus avancés (LES ou DDES) pourraient permettre de faire disparaître le déphasage observé sur les dynamiques de poches entre les simulations et les essais. Une meilleure modélisation de la turbulence au niveau de la zone de fermeture de la poche pourrait peut-être permettre de prédire les phases de *lock-in*.

Lorsque les possibilités et les limites de la méthode numérique seront mieux connues, cette dernière pourrait être intégrée dans des algorithmes d'optimisation, pour choisir l'orientation des fibres d'un foil en composite par exemple. Des efforts devront cependant être réalisés pour limiter les temps de calculs : la simulation de 0.1 s d'écoulement autour du profil flexible en écoulement cavitant nécessite tout de même une journée de calcul sur 480 processeurs.

Bibliographie

- [1] John Carlton. *Marine propellers and propulsion*. Butterworth-Heinemann, 2018.
- [2] Ki-Han Kim, Georges Chahine, Jean-Pierre Franc, and Ayat Karimi. *Advanced experimental and numerical techniques for cavitation erosion prediction*, volume 106. Springer, 2014.
- [3] Samuel M Smith, James A Venning, Bryce W Pearce, Yin Lu Young, and Paul A Brandner. The influence of fluid–structure interaction on cloud cavitation about a flexible hydrofoil. part 2. *Journal of Fluid Mechanics*, 897, 2020.
- [4] Jean-Baptiste Leroux. *Etude expérimentale en tunnel hydrodynamique des instabilités de la cavitation par poche sur hydrofoil par la mesure spatio-temporelle du champ de pression pariétal*. PhD thesis, Nantes, 2003.
- [5] Antoine Ducoin. *Etude expérimentale et numérique du chargement hydrodynamique des corps portants en régime transitoire avec prise en compte du couplage fluide structure*. PhD thesis, Nantes, 2008.
- [6] Fabien Gaugain. *Analyse expérimentale et simulation numérique de l’interaction fluide-structure d’un hydrofoil élastique en écoulement subcavitant et cavitant*. PhD thesis, 2013.
- [7] Alexandra Lelong. *Etude expérimentale du comportement hydroélastique d’une structure flexible pour différents régimes d’écoulement*. PhD thesis, 2016.
- [8] Guillaume De Nayer. *Interaction Fluide-Structure pour les corps élancés*. PhD thesis, Ecole Centrale de Nantes (ECN), 2008.
- [9] Camille Yvin. *Interaction fluide-structure pour des configurations multi-corps. Applications aux liaisons complexes, lois de commande d’actionneur et systèmes souples dans le domaine maritime*. PhD thesis, ULAM/Ecole Centrale de Nantes (ECN), 2014.
- [10] Catherine Ramirez Villalba. *TOWARDS AN EFFICIENT MODELING OF FLUID-STRUCTURE INTERACTION*. Theses, Université de Nantes, November 2020.
- [11] Hamed Mortazavi, Hamidreza Mortazavy Beni, Fatemeh Aghaei, and Seyed Hossein Sajadian. Sars-cov-2 droplet deposition path and its effects on the human upper airway in the oral inhalation. *Computer Methods and Programs in Biomedicine*, 200 :105843, 2021.
- [12] Wing Kam Liu, Yaling Liu, David Farrell, Lucy Zhang, X Sheldon Wang, Yoshio Fukui, Neelesh Patankar, Yongjie Zhang, Chandrajit Bajaj, Junghoon Lee, et al. Immersed finite element method and its applications to biological systems. *Computer methods in applied mechanics and engineering*, 195(13-16) :1722–1749, 2006.

- [13] Toshiyuki Nakata and Hao Liu. A fluid–structure interaction model of insect flight with flexible wings. *Journal of Computational Physics*, 231(4) :1822–1847, 2012.
- [14] Mattia Gazzola, Philippe Chatelain, Wim M Van Rees, and Petros Koumoutsakos. Simulations of single and multiple swimmers with non-divergence free deforming geometries. *Journal of Computational Physics*, 230(19) :7093–7114, 2011.
- [15] Kenji Takizawa, Samuel Wright, Creighton Moorman, and Tayfun E Tezduyar. Fluid–structure interaction modeling of parachute clusters. *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, 65(1-3) :286–307, 2011.
- [16] J De Hart, GWM Peters, PJG Schreurs, and FPT Baaijens. A three-dimensional computational analysis of fluid–structure interaction in the aortic valve. *Journal of biomechanics*, 36(1) :103–112, 2003.
- [17] Stefaan W Verbruggen, Ted J Vaughan, and Laoise M McNamara. Fluid flow in the osteocyte mechanical environment : a fluid–structure interaction approach. *Biomechanics and modeling in mechanobiology*, 13(1) :85–97, 2014.
- [18] Grégoire Derveaux, Antoine Chaigne, Patrick Joly, and Eliane Bécache. Time-domain simulation of a guitar : Model and method. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 114(6) :3368–3383, 2003.
- [19] Y Bazilevs, M-C Hsu, J Kiendl, R Wüchner, and K-U Bletzinger. 3d simulation of wind turbine rotors at full scale. part ii : Fluid–structure interaction modeling with composite blades. *International Journal for numerical methods in fluids*, 65(1-3) :236–253, 2011.
- [20] G Szabó and J Györgyi. Three-dimensional fluid-structure interaction analysis for bridge aeroelasticity. In *Proceedings of the World Congress on Engineering and Computer Science*, volume 2, pages 892–897. Citeseer, 2009.
- [21] Jens Nikolas Wood, Guillaume De Nayer, Stephan Schmidt, and Michael Breuer. Experimental investigation and large-eddy simulation of the turbulent flow past a smooth and rigid hemisphere. *Flow, Turbulence and Combustion*, 97(1) :79–119, 2016.
- [22] Siyuan Ma and Hassan Mahfuz. Finite element simulation of composite ship structures with fluid structure interaction. *Ocean Engineering*, 52 :52–59, 2012.
- [23] Kwang-Jun Paik, Pablo M Carrica, Donghee Lee, and Kevin Maki. Strongly coupled fluid–structure interaction method for structural loads on surface ships. *Ocean Engineering*, 36(17-18) :1346–1357, 2009.
- [24] Roberto Ojeda, B Gangadhara Prusty, and Marcos Salas. Finite element investigation on the static response of a composite catamaran under slamming loads. *Ocean Engineering*, 31(7) :901–929, 2004.
- [25] B Sreejith, K Jayaraj, N Ganesan, C Padmanabhan, P Chellapandi, and P Selvaraj. Finite element analysis of fluid–structure interaction in pipeline systems. *Nuclear Engineering and Design*, 227(3) :313–322, 2004.
- [26] Alban Leroyer and Michel Visonneau. Numerical methods for ranse simulations of a self-propelled fish-like body. *Journal of Fluids and Structures*, 20(7) :975–991, 2005.
- [27] CC Long, AL Marsden, and Y063899183255737 Bazilevs. Shape optimization of pulsatile ventricular assist devices using fsi to minimize thrombotic risk. *Computational Mechanics*, 54(4) :921–932, 2014.

- [28] M Allen and K Maute. Reliability-based shape optimization of structures undergoing fluid–structure interaction phenomena. *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, 194(30-33) :3472–3495, 2005.
- [29] Matthieu Sacher, Frédéric Hauville, Régis Duvigneau, Olivier Le Maître, Nicolas Aubin, and Mathieu Durand. Efficient optimization procedure in non-linear fluid-structure interaction problem : Application to mainsail trimming in upwind conditions. *Journal of Fluids and Structures*, 69 :209–231, 2017.
- [30] Jean-François Sigrist. *Fluid-structure interaction : an introduction to finite element coupling*. John Wiley & Sons, 2015.
- [31] Emmanuel De Langre. *Fluides et solides*. Editions Ecole Polytechnique, 2001.
- [32] Tomomichi Nakamura, Shigehiko Kaneko, Fumio Inada, Minoru Kato, Kunihiko Ishihara, Takashi Nishihara, Njuki W Mureithi, and Mikael A Langthjem. *Flow-induced vibrations : classifications and lessons from practical experiences*. Butterworth-Heinemann, 2013.
- [33] Robert D Blevins. Flow-induced vibration. *New York*, 1977.
- [34] Earl H Dowell, Howard C Curtiss, Robert H Scanlan, and Fernando Sisto. *A modern course in aeroelasticity*, volume 120. Springer, 1995.
- [35] Pierre McComber and Alain Paradis. A cable galloping model for thin ice accretions. *Atmospheric Research*, 46(1-2) :13–25, 1998.
- [36] Villas Shinde, Thibaud Marcel, Yannis Hoarau, Thibaut Deloze, Gilles Harran, Franck Baj, Jerome Cardolaccia, Jean-Paul Magnaud, Elisabeth Longatte, and Marianna Braza. Numerical simulation of the fluid–structure interaction in a tube array under cross flow at moderate and high reynolds number. *Journal of Fluids and Structures*, 47 :99–113, 2014.
- [37] Jacob Pieter Den Hartog. *Mechanical vibrations*. Courier Corporation, 1985.
- [38] Theodore Theodorsen and WH Mutchler. General theory of aerodynamic instability and the mechanism of flutter. 1935.
- [39] William K Blake and Lawrence J Maga. On the flow- excited vibrations of cantilever struts in water. i. flow- induced damping and vibration. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 57(3) :610–625, 1975.
- [40] Marten T Landahl and Valter JE Stark. Numerical lifting-surface theory-problems and progress. *AIAA Journal*, 6(11) :2049–2060, 1968.
- [41] Keum-Shik Hong and Umer Hameed Shah. Vortex-induced vibrations and control of marine risers : A review. *Ocean Engineering*, 152 :300–315, 2018.
- [42] Turgut Sarpkaya. A critical review of the intrinsic nature of vortex-induced vibrations. *Journal of fluids and structures*, 19(4) :389–447, 2004.
- [43] CHK Williamson and R Govardhan. A brief review of recent results in vortex-induced vibrations. *Journal of Wind engineering and industrial Aerodynamics*, 96(6-7) :713–735, 2008.
- [44] Charles HK Williamson and R Govardhan. Vortex-induced vibrations. *Annu. Rev. Fluid Mech.*, 36 :413–455, 2004.
- [45] R Govardhan and CHK Williamson. Modes of vortex formation and frequency response of a freely vibrating cylinder. *Journal of Fluid Mechanics*, 420 :85–130, 2000.

- [46] MM Zdravkovich. Modification of vortex shedding in the synchronization range. 1982.
- [47] D Brika and A Laneville. Vortex-induced vibrations of a long flexible circular cylinder. *Journal of Fluid Mechanics*, 250 :481–508, 1993.
- [48] TL Morse and CHK Williamson. Prediction of vortex-induced vibration response by employing controlled motion. *Journal of Fluid Mechanics*, 634 :5–39, 2009.
- [49] J Zhao, K Hourigan, and MC Thompson. Flow-induced vibration of d-section cylinders : an afterbody is not essential for vortex-induced vibration. *Journal of Fluid Mechanics*, 851 :317–343, 2018.
- [50] John C Owen, Peter W Bearman, and Albin A Szewczyk. Passive control of viv with drag reduction. *Journal of Fluids and Structures*, 15(3-4) :597–605, 2001.
- [51] N Tombazis and PW Bearman. A study of three-dimensional aspects of vortex shedding from a bluff body with a mild geometric disturbance. *Journal of Fluid Mechanics*, 330 :85–112, 1997.
- [52] Juan Sui, Jiasong Wang, Shengping Liang, and Qilong Tian. Viv suppression for a large mass-damping cylinder attached with helical strakes. *Journal of Fluids and Structures*, 62 :125–146, 2016.
- [53] Don W Allen, Dean L Henning, and Li W Lee. Performance comparisons of helical strakes for viv suppression of risers and tendons. In *Offshore Technology Conference*. OnePetro, 2004.
- [54] Yue Zhang, Wagdi G Habashi, and Rooh A Khurram. Predicting wind-induced vibrations of high-rise buildings using unsteady cfd and modal analysis. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 136 :165–179, 2015.
- [55] Ismet Demirdžić and Samir Muzaferija. Numerical method for coupled fluid flow, heat transfer and stress analysis using unstructured moving meshes with cells of arbitrary topology. *Computer methods in applied mechanics and engineering*, 125(1-4) :235–255, 1995.
- [56] Björn Hübner, Elmar Walhorn, and Dieter Dinkler. A monolithic approach to fluid–structure interaction using space–time finite elements. *Computer methods in applied mechanics and engineering*, 193(23-26) :2087–2104, 2004.
- [57] Elmar Walhorn, Andreas Kölke, Björn Hübner, and Dieter Dinkler. Fluid–structure coupling within a monolithic model involving free surface flows. *Computers & structures*, 83(25-26) :2100–2111, 2005.
- [58] C Michler, SJ Hulshoff, EH Van Brummelen, and René De Borst. A monolithic approach to fluid–structure interaction. *Computers & fluids*, 33(5-6) :839–848, 2004.
- [59] Joris Degroote, Klaus-Jürgen Bathe, and Jan Vierendeels. Performance of a new partitioned procedure versus a monolithic procedure in fluid–structure interaction. *Computers & Structures*, 87(11-12) :793–801, 2009.
- [60] KC Park. Partitioned transient analysis procedures for coupled-field problems : stability analysis. 1980.
- [61] Jean Donea, S Giuliani, and Jean-Pierre Halleux. An arbitrary lagrangian-eulerian finite element method for transient dynamic fluid-structure interactions. *Computer methods in applied mechanics and engineering*, 33(1-3) :689–723, 1982.

- [62] Mohamed Souli, A Ouahsine, and L Lewin. Ale formulation for fluid–structure interaction problems. *Computer methods in applied mechanics and engineering*, 190(5-7) :659–675, 2000.
- [63] Hervé Guillard and Charbel Farhat. On the significance of the geometric conservation law for flow computations on moving meshes. *Computer methods in applied mechanics and engineering*, 190(11-12) :1467–1482, 2000.
- [64] Charbel Farhat, Michael Lesoinne, and Patrick Le Tallec. Load and motion transfer algorithms for fluid/structure interaction problems with non-matching discrete interfaces : Momentum and energy conservation, optimal discretization and application to aeroelasticity. *Computer methods in applied mechanics and engineering*, 157(1-2) :95–114, 1998.
- [65] Philippe Thévenaz, Thierry Blu, and Michael Unser. Interpolation revisited [medical images application]. *IEEE Transactions on medical imaging*, 19(7) :739–758, 2000.
- [66] N Maman and Charbel Farhat. Matching fluid and structure meshes for aeroelastic computations : a parallel approach. *Computers & Structures*, 54(4) :779–785, 1995.
- [67] Aukje de Boer, Alexander H van Zuijlen, and Hester Bijl. Review of coupling methods for non-matching meshes. *Computer methods in applied mechanics and engineering*, 196(8) :1515–1525, 2007.
- [68] Armin Beckert. Coupling fluid (cfd) and structural (fe) models using finite interpolation elements. *Aerospace Science and technology*, 4(1) :13–22, 2000.
- [69] John T Batina. Unsteady euler algorithm with unstructured dynamic mesh for complex-aircraft aerodynamic analysis. *AIAA journal*, 29(3) :327–333, 1991.
- [70] Christoph Degand and Charbel Farhat. A three-dimensional torsional spring analogy method for unstructured dynamic meshes. *Computers & structures*, 80(3-4) :305–316, 2002.
- [71] Daniel R Lynch and Kevin O’Neill. Elastic grid deformation for moving boundary problems in two space dimensions. *Finite elements in water resources*, 2, 1980.
- [72] Rainald Löhner and Chi Yang. Improved ale mesh velocities for moving bodies. *Communications in numerical methods in engineering*, 12(10) :599–608, 1996.
- [73] Brian T Helenbrook. Mesh deformation using the biharmonic operator. *International journal for numerical methods in engineering*, 56(7) :1007–1021, 2003.
- [74] John T Batina. Unsteady euler airfoil solutions using unstructured dynamic meshes. *AIAA journal*, 28(8) :1381–1388, 1990.
- [75] Serge Piperno, Charbel Farhat, and Bernard Larroutourou. Partitioned procedures for the transient solution of coupled aroelastic problems part i : Model problem, theory and two-dimensional application. *Computer methods in applied mechanics and engineering*, 124(1-2) :79–112, 1995.
- [76] KK Gupta. Development of a finite element aeroelastic analysis capability. *Journal of Aircraft*, 33(5) :995–1002, 1996.
- [77] Serge Piperno and Charbel Farhat. Partitioned procedures for the transient solution of coupled aeroelastic problems–part ii : energy transfer analysis and three-dimensional applications. *Computer methods in applied mechanics and engineering*, 190(24-25) :3147–3170, 2001.

- [78] Charbel Farhat and Michael Lesoinne. Two efficient staggered algorithms for the serial and parallel solution of three-dimensional nonlinear transient aeroelastic problems. *Computer methods in applied mechanics and engineering*, 182(3-4) :499–515, 2000.
- [79] Christophe Kassiotis. *Nonlinear fluid-structure interaction : a partitioned approach and its application through component technology*. PhD thesis, Paris Est, 2009.
- [80] Christophe Kassiotis, Adnan Ibrahimbegovic, Rainer Niekamp, and Hermann G Matthies. Nonlinear fluid–structure interaction problem. part i : implicit partitioned algorithm, nonlinear stability proof and validation examples. *Computational Mechanics*, 47(3) :305–323, 2011.
- [81] PD Thomas and CK Lombard. Geometric conservation law and its application to flow computations on moving grids. *AIAA journal*, 17(10) :1030–1037, 1979.
- [82] Sisira Weeratunga and Eddy Pramono. Direct coupled aeroelastic analysis through concurrent implicit time integration on a parallel computer. In *35th Structures, Structural Dynamics, and Materials Conference*, page 1550, 1994.
- [83] Joris Degroote. Partitioned simulation of fluid-structure interaction. *Archives of computational methods in engineering*, 20(3) :185–238, 2013.
- [84] Sandra Rugonyi and Klaus-Jürgen Bathe. On finite element analysis of fluid flows fully coupled with structural interactions. *CMES- Computer Modeling in Engineering and Sciences*, 2(2) :195–212, 2001.
- [85] Ulrich Küttler and Wolfgang A Wall. Fixed-point fluid–structure interaction solvers with dynamic relaxation. *Computational mechanics*, 43(1) :61–72, 2008.
- [86] C Wood, AJ Gil, O Hassan, and J Bonet. Partitioned block-gauss–seidel coupling for dynamic fluid–structure interaction. *Computers & structures*, 88(23-24) :1367–1382, 2010.
- [87] Miguel Angel Fernández and Marwan Moubachir. A newton method using exact jacobians for solving fluid–structure coupling. *Computers & Structures*, 83(2-3) :127–142, 2005.
- [88] Alfred EJ Bogaers, Schalk Kok, B Dayanand Reddy, and Thierry Franz. Quasi-newton methods for implicit black-box fsi coupling. *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, 279 :113–132, 2014.
- [89] Hermann G Matthies and Jan Steindorf. Partitioned strong coupling algorithms for fluid–structure interaction. *Computers & structures*, 81(8-11) :805–812, 2003.
- [90] C Ramirez, Alban Leroyer, M Visonneau, and Y Roux. Study of asynchronicity in the fluid-structure interaction domain. *Computers & Mathematics with Applications*, 93 :156–167, 2021.
- [91] Eric Veron. *Calcul numérique des grandes déformations de structures minces en contact avec des fluides lourds*. PhD thesis, Nantes, 2016.
- [92] Paola Causin, Jean-Frédéric Gerbeau, and Fabio Nobile. Added-mass effect in the design of partitioned algorithms for fluid–structure problems. *Computer methods in applied mechanics and engineering*, 194(42-44) :4506–4527, 2005.
- [93] Gonçalo Pena and Christophe Prudhomme. Construction of a high order fluid–structure interaction solver. *Journal of Computational and Applied Mathematics*, 234(7) :2358–2365, 2010.

- [94] C Yvin, Alban Leroyer, Michel Visonneau, and P Queutey. Added mass evaluation with a finite-volume solver for applications in fluid–structure interaction problems solved with co-simulation. *Journal of Fluids and Structures*, 81 :528–546, 2018.
- [95] HJ Lin, WM Lai, and YM Kuo. Effects of stacking sequence on nonlinear hydroelastic behavior of composite propeller blade. *Journal of Mechanics*, 26(3) :293–298, 2010.
- [96] Ya-Jung Lee and Ching-Chieh Lin. Optimized design of composite propeller. *Mechanics of advanced materials and structures*, 11(1) :17–30, 2004.
- [97] Ching-Chieh Lin, Ya-Jung Lee, and Chu-Sung Hung. Optimization and experiment of composite marine propellers. *Composite structures*, 89(2) :206–215, 2009.
- [98] Yin L Young. Time-dependent hydroelastic analysis of cavitating propulsors. *Journal of fluids and structures*, 23(2) :269–295, 2007.
- [99] Yin L Young. Fluid–structure interaction analysis of flexible composite marine propellers. *Journal of fluids and structures*, 24(6) :799–818, 2008.
- [100] Zhanke Liu and Yin L Young. Utilization of bend–twist coupling for performance enhancement of composite marine propellers. *Journal of Fluids and Structures*, 25(6) :1102–1116, 2009.
- [101] Bret K Stanford and Philip S Beran. Analytical sensitivity analysis of an unsteady vortex-lattice method for flapping-wing optimization. *Journal of Aircraft*, 47(2) :647–662, 2010.
- [102] Stephen B Pope and Stephen B Pope. *Turbulent flows*. Cambridge university press, 2000.
- [103] Parviz Moin and Krishnan Mahesh. Direct numerical simulation : a tool in turbulence research. *Annual review of fluid mechanics*, 30(1) :539–578, 1998.
- [104] Marcel Lesieur and Olivier Metais. New trends in large-eddy simulations of turbulence. *Annual review of fluid mechanics*, 28(1) :45–82, 1996.
- [105] Joseph Smagorinsky. General circulation experiments with the primitive equations : I. the basic experiment. *Monthly weather review*, 91(3) :99–164, 1963.
- [106] Philippe R Spalart. Strategies for turbulence modelling and simulations. *International journal of heat and fluid flow*, 21(3) :252–263, 2000.
- [107] Charles G Speziale. Analytical methods for the development of reynolds-stress closures in turbulence. *Annual review of fluid mechanics*, 23(1) :107–157, 1991.
- [108] Florianr Menter. Zonal two equation kw turbulence models for aerodynamic flows. In *23rd fluid dynamics, plasmadynamics, and lasers conference*, page 2906, 1993.
- [109] Philippe R Spalart. Comments on the feasibility of les for wings, and on a hybrid rans/les approach. In *Proceedings of first AFOSR international conference on DNS/LES*. Greyden Press, 1997.
- [110] Philippe R Spalart, Shur Deck, Michael L Shur, Kyle D Squires, M Kh Strelets, and Andrei Travin. A new version of detached-eddy simulation, resistant to ambiguous grid densities. *Theoretical and computational fluid dynamics*, 20(3) :181–195, 2006.
- [111] Mikhail L Shur, Philippe R Spalart, Mikhail Kh Strelets, and Andrey K Travin. A hybrid rans-les approach with delayed-des and wall-modelled les capabilities. *International journal of heat and fluid flow*, 29(6) :1638–1649, 2008.

- [112] Mikhail S Gritskevich, Andrey V Garbaruk, Jochen Schütze, and Florian R Menter. Development of ddes and iddes formulations for the k- ω shear stress transport model. *Flow, turbulence and combustion*, 88(3) :431–449, 2012.
- [113] Xiaohua Wu and Parviz Moin. Direct numerical simulation of turbulence in a nominally zero-pressure-gradient flat-plate boundary layer. *Journal of Fluid Mechanics*, 630 :5–41, 2009.
- [114] Michel Visonneau, Emmanuel Guilmineau, and Ginevra Rubino. Computational analysis of the flow around a surface combatant at 10 static drift and dynamic sway conditions. In *32nd Symposium on Naval Hydrodynamics*, 2018.
- [115] Pieter Maljaars, Laurette Bronswijk, Jaap Windt, Nicola Grasso, and Mirek Kaminski. Experimental validation of fluid–structure interaction computations of flexible composite propellers in open water conditions using bem-fem and rans-fem methods. *Journal of Marine Science and Engineering*, 6(2) :51, 2018.
- [116] Adrien Bobillot and Étienne Balmes. Iterative techniques for eigenvalue solutions of damped structures coupled with fluids. In *43rd AIAA/ASME/ASCE/AHS/ASC Structures, Structural Dynamics, and Materials Conference*, page 1391, 2002.
- [117] Carla Antoci, Mario Gallati, and Stefano Sibilla. Numerical simulation of fluid–structure interaction by sph. *Computers & structures*, 85(11-14) :879–890, 2007.
- [118] C Hermange, G Oger, Y Le Chenadec, and D Le Touzé. A 3d sph–fe coupling for fsi problems and its application to tire hydroplaning simulations on rough ground. *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, 355 :558–590, 2019.
- [119] Paul Groenenboom, Bruce Cartwright, and Damian McGuckin. Recent features and industrial applications of the hybrid sph-fe method. *International Journal of Computational Fluid Dynamics*, 35(1-2) :106–128, 2021.
- [120] H Cheng, FR Ming, PN Sun, PP Wang, and AM Zhang. Towards the modeling of the ditching of a ground-effect wing ship within the framework of the sph method. *Applied Ocean Research*, 82 :370–384, 2019.
- [121] Agarval Dasgupta and RK Agarwal. Orthotropic thermal conductivity of plain-weave fabric composites using a homogenization technique. *Journal of composite materials*, 26(18) :2736–2758, 1992.
- [122] Michael R Motley and Yin L Young. Performance-based design and analysis of flexible composite propulsors. *Journal of Fluids and Structures*, 27(8) :1310–1325, 2011.
- [123] Manudha T Herath, Sundararajan Natarajan, B Gangadhara Prusty, and Nigel St John. Smoothed finite element and genetic algorithm based optimization for shape adaptive composite marine propellers. *Composite Structures*, 109 :189–197, 2014.
- [124] Laetitia Pernod, Antoine Ducoin, Herve Le Sourné, Jacques-André Astolfi, and Pascal Casari. Experimental and numerical investigation of the fluid-structure interaction on a flexible composite hydrofoil under viscous flows. *Ocean Engineering*, 194 :106647, 2019.
- [125] Eun Jung Chae, Deniz Tolga Akcabay, Alexandra Lelong, Jacques Andre Astolfi, and Yin Lu Young. Numerical and experimental investigation of natural flow-induced vibrations of flexible hydrofoils. *Physics of Fluids*, 28(7) :075102, 2016.
- [126] Temtching Temou Vanilla, Augier Benoit, and Paillard Benoit. Hydro-elastic response of composite hydrofoil with fsi. *Ocean Engineering*, 221 :108230, 2021.

- [127] Antoine Ducoin, Jacques André Astolfi, and Marie-Laure Gobert. An experimental study of boundary-layer transition induced vibrations on a hydrofoil. *Journal of Fluids and Structures*, 32 :37–51, 2012.
- [128] Antoine Ducoin and Yin L Young. Hydroelastic response and stability of a hydrofoil in viscous flow. *Journal of fluids and structures*, 38 :40–57, 2013.
- [129] Zheng Huang, Ying Xiong, and Ye Xu. The simulation of deformation and vibration characteristics of a flexible hydrofoil based on static and transient fsi. *Ocean Engineering*, 182 :61–74, 2019.
- [130] Antoine Ducoin, Jacques André Astolfi, François Deniset, and Jean-François Sigrist. An experimental and numerical study of the hydroelastic behavior of an hydrofoil in transient pitching motion. In *First International Symposium on Marine Propulsors, Trondheim, Norway*. Citeseer, 2009.
- [131] Sijo George and Antoine Ducoin. A coupled direct numerical simulation of 1dof vibration approach to investigate the transition induced vibration over a hydrofoil. *Journal of Fluids and Structures*, 105 :103345, 2021.
- [132] HJ Lin and JF Tsai. Analysis of underwater free vibrations of a composite propeller blade. *Journal of reinforced plastics and composites*, 27(5) :447–458, 2008.
- [133] Oscar De La Torre, Xavier Escaler, Eduard Egusquiza, and Mohamed Farhat. Numerical and experimental study of a nearby solid boundary and partial submergence effects on hydrofoil added mass. *Computers & Fluids*, 91 :1–9, 2014.
- [134] Cécile Münch, Philippe Ausoni, Olivier Braun, Mohamed Farhat, and Francois Avellan. Fluid–structure coupling for an oscillating hydrofoil. *Journal of Fluids and Structures*, 26(6) :1018–1033, 2010.
- [135] Eun Jung Chae, Deniz Tolga Akcabay, and Yin Lu Young. Influence of flow-induced bend–twist coupling on the natural vibration responses of flexible hydrofoils. *Journal of Fluids and Structures*, 69 :323–340, 2017.
- [136] A Coutu, C Seeley, C Monette, B Nennemann, and H Marmont. Damping measurements in flowing water. In *IOP Conference Series : Earth and Environmental Science*, volume 15, page 062060. IOP Publishing, 2012.
- [137] JP Gauthier, AM Giroux, S Etienne, and FP Gosselin. A numerical method for the determination of flow-induced damping in hydroelectric turbines. *Journal of Fluids and Structures*, 69 :341–354, 2017.
- [138] Zhifeng Yao, Fujun Wang, Matthieu Dreyer, and Mohamed Farhat. Effect of trailing edge shape on hydrodynamic damping for a hydrofoil. *Journal of Fluids and Structures*, 51 :189–198, 2014.
- [139] YS Zeng, ZF Yao, PJ Zhou, FJ Wang, and YP Hong. Numerical investigation into the effect of the trailing edge shape on added mass and hydrodynamic damping for a hydrofoil. *Journal of Fluids and Structures*, 88 :167–184, 2019.
- [140] Amirreza Zobeiri, Philippe Ausoni, François Avellan, and Mohamed Farhat. How oblique trailing edge of a hydrofoil reduces the vortex-induced vibration. *Journal of Fluids and Structures*, 32 :78–89, 2012.
- [141] Yongshun Zeng, Mindi Zhang, Yuxin Du, Zhifeng Yao, Qin Wu, and Fujun Wang. Influence of attack angle on the hydrodynamic damping characteristic of a hydrofoil. *Ocean Engineering*, 238 :109692, 2021.

- [142] EO Tengs, CW Bergan, KR Jakobsen, and PT Storli. Numerical simulation of the hydrodynamic damping of a vibrating hydrofoil. In *IOP Conference Series : Earth and Environmental Science*, volume 240, page 062002. IOP Publishing, 2019.
- [143] Chirag Trivedi. A review on fluid structure interaction in hydraulic turbines : A focus on hydrodynamic damping. *Engineering Failure Analysis*, 77 :1–22, 2017.
- [144] Gustavo A Zarruk, Paul A Brandner, Bryce W Pearce, and Andrew W Phillips. Experimental study of the steady fluid–structure interaction of flexible hydrofoils. *Journal of Fluids and Structures*, 51 :326–343, 2014.
- [145] Laëtitia Pernod. *Simulations couplées fluide-structure et étude expérimentale d’un hydrofoil composite sous écoulement hydrodynamique*. PhD thesis, École centrale de Nantes, 2019.
- [146] Yin L Young, Nitin Garg, Paul A Brandner, Bryce W Pearce, Daniel Butler, David Clarke, and Andrew W Phillips. Load-dependent bend-twist coupling effects on the steady-state hydroelastic response of composite hydrofoils. *Composite Structures*, 189 :398–418, 2018.
- [147] Zhanke Liu and Yin L Young. Static divergence of self-twisting composite rotors. *Journal of fluids and structures*, 26(5) :841–847, 2010.
- [148] Joseph Banks, L Marimon Giovannetti, Xavier Soubeyran, AM Wright, SR Turnock, and SW Boyd. Assessment of digital image correlation as a method of obtaining deformations of a structure under fluid load. *Journal of Fluids and Structures*, 58 :173–187, 2015.
- [149] Laura Marimon Giovannetti. *Fluid structure interaction testing, modelling and development of passive adaptive composite foils*. PhD thesis, University of Southampton, 2017.
- [150] Andrew W Phillips, Russell Cairns, Claire Davis, Patrick Norman, Paul A Brandner, Bryce W Pearce, and Y Young. Effect of material design parameters on the forced vibration response of composite hydrofoils in air and in water. In *Fifth International Symposium on Marine Propulsors*, pages 813–822, 2017.
- [151] Pieter J Maljaars and Mirek L Kaminski. Hydro-elastic analysis of flexible propellers : an overview. In *Fourth International Symposium on Marine Propulsors*, 2015.
- [152] Bu-Geun Paik, Gun-Do Kim, Kyung-Youl Kim, Han-Shin Seol, Beom-Soo Hyun, Sang-Gab Lee, and Young-Rae Jung. Investigation on the performance characteristics of the flexible propellers. *Ocean engineering*, 73 :139–148, 2013.
- [153] MR Motley, Z Liu, and YL Young. Utilizing fluid–structure interactions to improve energy efficiency of composite marine propellers in spatially varying wake. *Composite structures*, 90(3) :304–313, 2009.
- [154] Yin L Young, Michael R Motley, and Ronald W Yeung. Three-dimensional numerical modeling of the transient fluid-structural interaction response of tidal turbines. *Journal of Offshore Mechanics and Arctic Engineering*, 132(1), 2010.
- [155] AS Bahaj, AF Molland, JR Chaplin, and WMJ Batten. Power and thrust measurements of marine current turbines under various hydrodynamic flow conditions in a cavitation tunnel and a towing tank. *Renewable energy*, 32(3) :407–426, 2007.
- [156] Michael R Motley and Ramona B Barber. Passive control of marine hydrokinetic turbine blades. *Composite Structures*, 110 :133–139, 2014.

- [157] RF Nicholls-Lee, SR Turnock, and SW Boyd. Application of bend-twist coupled blades for horizontal axis tidal turbines. *Renewable Energy*, 50 :541–550, 2013.
- [158] Yin Lu Young and Brant R Savander. Numerical analysis of large-scale surface-piercing propellers. *Ocean engineering*, 38(13) :1368–1381, 2011.
- [159] XD He, Y Hong, and RG Wang. Hydroelastic optimisation of a composite marine propeller in a non-uniform wake. *Ocean engineering*, 39 :14–23, 2012.
- [160] Abe H Lee, Robert L Campbell, Brent A Craven, and Stephen A Hambric. Fluid–structure interaction simulation of vortex-induced vibration of a flexible hydrofoil. *Journal of Vibration and Acoustics*, 139(4), 2017.
- [161] Nitin Garg, Gaetan KW Kenway, Joaquim RRA Martins, and Yin Lu Young. High-fidelity multipoint hydrostructural optimization of a 3-d hydrofoil. *Journal of Fluids and Structures*, 71 :15–39, 2017.
- [162] Nitin Garg, Bryce W Pearce, Paul A Brandner, Andrew W Phillips, Joaquim RRA Martins, and Yin L Young. Experimental investigation of a hydrofoil designed via hydrostructural optimization. *Journal of Fluids and Structures*, 84 :243–262, 2019.
- [163] Marco Evangelos Biancolini, Ubaldo Cella, Corrado Groth, and Massimiliano Genta. Static aeroelastic analysis of an aircraft wind-tunnel model by means of modal rbf mesh updating. *Journal of Aerospace Engineering*, 29(6) :04016061, 2016.
- [164] Jean-Pierre Franc and Jean-Marie Michel. *Fundamentals of cavitation*, volume 76. Springer science & Business media, 2006.
- [165] Milton S Plesset. The dynamics of cavitation bubbles. 1949.
- [166] Michael P Brenner, Sascha Hilgenfeldt, and Detlef Lohse. Single-bubble sonoluminescence. *Reviews of modern physics*, 74(2) :425, 2002.
- [167] Christopher E Brennen. *Cavitation and bubble dynamics*. Cambridge University Press, 2014.
- [168] CS Lee, KB Chandran, and LD Chen. Cavitation dynamics of medtronic hall mechanical heart valve prosthesis : fluid squeezing effect. 1996.
- [169] Byoung-Kwon Ahn, Tae-Kwon Lee, Hyoung-Tae Kim, and Chang-Sup Lee. Experimental investigation of supercavitating flows. *International Journal of Naval Architecture and Ocean Engineering*, 4(2) :123–131, 2012.
- [170] SN Patek and RL Caldwell. Extreme impact and cavitation forces of a biological hammer : strike forces of the peacock mantis shrimp odontodactylus scyllarus. *Journal of Experimental Biology*, 208(19) :3655–3664, 2005.
- [171] Y Tomita and A Shima. High-speed photographic observations of laser-induced cavitation bubbles in water. *Acta Acustica united with Acustica*, 71(3) :161–171, 1990.
- [172] T Graf, H Fischer, H Reul, and G Rau. Cavitation potential of mechanical heart valve prostheses. *The International journal of artificial organs*, 14(3) :169–174, 1991.
- [173] Ajit P Yoganathan, KB Chandran, and Fotis Sotiropoulos. Flow in prosthetic heart valves : state-of-the-art and future directions. *Annals of biomedical engineering*, 33(12) :1689–1694, 2005.

- [174] Jin-yuan Qian, Zhi-xin Gao, Cong-wei Hou, and Zhi-jiang Jin. A comprehensive review of cavitation in valves : mechanical heart valves and control valves. *Bio-Design and Manufacturing*, 2(2) :119–136, 2019.
- [175] Lawrence A Crum. Cavitation microjets as a contributory mechanism for renal calculi disintegration in eswl. *The Journal of urology*, 140(6) :1587–1590, 1988.
- [176] Emil-Alexandru Brujan, T Ikeda, and Yoichiro Matsumoto. Jet formation and shock wave emission during collapse of ultrasound-induced cavitation bubbles and their role in the therapeutic applications of high-intensity focused ultrasound. *Physics in Medicine & Biology*, 50(20) :4797, 2005.
- [177] Detlef Lohse, Barbara Schmitz, and Michel Versluis. Snapping shrimp make flashing bubbles. *Nature*, 413(6855) :477–478, 2001.
- [178] EP Rood. Mechanisms of cavitation inception. 1991.
- [179] Martijn van Rijsbergen. A review of sheet cavitation inception mechanisms. In *16th International Symposium on Transport Phenomena and Dynamics of Rotating Machinery*, 2016.
- [180] MX Von Rijsbergen, AK Lidtke, G Lajoinie, and M Versluis. Sheet cavitation inception mechanisms on a naca 0015 hydrofoil. In *Proceedings of the 33rd Symposium on Naval Hydrodynamics, Osaka, Japan*, volume 31, 2020.
- [181] Joseph Katz. Cavitation phenomena within regions of flow separation. *Journal of Fluid Mechanics*, 140 :397–436, 1984.
- [182] Guilherme Vaz, David Hally, Tobias Huuva, Norbert Bulten, Pol Muller, Paolo Becchi, Jose LR Herrer, Stewart Whitworth, Romain Macé, and A Korsström. Cavitating flow calculations for the e779a propeller in open water and behind conditions : code comparison and solution validation. In *Proceedings of the Fourth International Symposium on Marine Propulsors SMP*, volume 15, pages 344–360, 2015.
- [183] Mathieu Callenaere, Jean-Pierre Franc, Jean-Marie Michel, and Michel Riondet. The cavitation instability induced by the development of a re-entrant jet. *Journal of Fluid Mechanics*, 444 :223–256, 2001.
- [184] Bryce W Pearce and Paul A Brandner. Experimental investigation of a base-ventilated supercavitating hydrofoil with interceptor. In *8th International Symposium on Cavitation*, pages 14–16, 2012.
- [185] Morten Kjeldsen, Roger EA Arndt, and Mark Effertz. Spectral characteristics of sheet/cloud cavitation. *J. Fluids Eng.*, 122(3) :481–487, 2000.
- [186] L. Briançon-Marjollet and L Merle. Modélisation de la cavitation. *Revue scientifique et technique de la Défense Bassin d’essais des carènes*, 1999.
- [187] Yongliang Chen and Stephen D Heister. Two-phase modeling of cavitated flows. *Computers & fluids*, 24(7) :799–809, 1995.
- [188] Y Delannoy and J-L Kueny. Two phase flow approach in unsteady cavitation modelling. In *Proc. of Cavitation and Multiphase Flow Forum, 1990*, 1990.
- [189] O Coutier-Delgosha, JL Reboud, and Y Delannoy. Numerical simulation of the unsteady behaviour of cavitating flows. *International journal for numerical methods in fluids*, 42(5) :527–548, 2003.
- [190] Benoît Pouffary, Regiane Fortes Patella, Jean-Luc Reboud, and Pierre-Alain Lambert. Numerical simulation of 3d cavitating flows : analysis of cavitation head drop in turbomachinery. *Journal of Fluids Engineering*, 130(6), 2008.

- [191] Eric Goncalvès. Numerical study of unsteady turbulent cavitating flows. *European Journal of Mechanics-B/Fluids*, 30(1) :26–40, 2011.
- [192] O Le Métayer, J Massoni, Projet SMASH, R Saurel, Projet SMASH, et al. Elaborating equations of state of a liquid and its vapor for two-phase flow models ; elaboration des lois d’état d’un liquide et de sa vapeur pour les modèles d’écoulements diphasiques. *International Journal of Thermal Sciences*, 43, 2004.
- [193] S Clerc. Numerical simulation of the homogeneous equilibrium model for two-phase flows. *Journal of Computational Physics*, 161(1) :354–375, 2000.
- [194] Jack R Edwards, Randall K Franklin, and Meng-Sing Liou. Low-diffusion flux-splitting methods for real fluid flows with phase transitions. *AIAA journal*, 38(9) :1624–1633, 2000.
- [195] Eric Goncalves and Regiane Fortes Patella. Numerical simulation of cavitating flows with homogeneous models. *Computers & Fluids*, 38(9) :1682–1696, 2009.
- [196] Shridhar Gopalan and Joseph Katz. Flow structure and modeling issues in the closure region of attached cavitation. *Physics of fluids*, 12(4) :895–911, 2000.
- [197] KR Laberteaux and SL Ceccio. Partial cavity flows. part 1. cavities forming on models without spanwise variation. *Journal of Fluid Mechanics*, 431 :1–41, 2001.
- [198] Antoine Ducoin, Biao Huang, and Yin Lu Young. Numerical modeling of unsteady cavitating flows around a stationary hydrofoil. *International Journal of Rotating Machinery*, 2012, 2012.
- [199] Akihiro Kubota, Hiroharu Kato, and Hajime Yamaguchi. A new modelling of cavitating flows : a numerical study of unsteady cavitation on a hydrofoil section. *Journal of fluid Mechanics*, 240 :59–96, 1992.
- [200] Günter H Schnerr and Jürgen Sauer. Physical and numerical modeling of unsteady cavitation dynamics. In *Fourth international conference on multiphase flow*, volume 1. ICMF New Orleans, 2001.
- [201] Ashok K Singhal, Mahesh M Athavale, Huiying Li, and Yu Jiang. Mathematical basis and validation of the full cavitation model. *J. Fluids Eng.*, 124(3) :617–624, 2002.
- [202] Philip J Zwart, Andrew G Gerber, Thabet Belamri, et al. A two-phase flow model for predicting cavitation dynamics. In *Fifth international conference on multiphase flow, Yokohama, Japan*, volume 152, 2004.
- [203] A Asnaghi, A Feymark, and RE Bensow. Improvement of cavitation mass transfer modeling based on local flow properties. *International Journal of Multiphase Flow*, 93 :142–157, 2017.
- [204] Robert F Kunz, David A Boger, David R Stinebring, Thomas S Chyczewski, Jules W Lindau, Howard J Gibeling, Sankaran Venkateswaran, and TR Govindan. A preconditioned navier–stokes method for two-phase flows with application to cavitation prediction. *Computers & Fluids*, 29(8) :849–875, 2000.
- [205] Charles L Merkle. Computational modelling of the dynamics of sheet cavitation. In *Proc. of the 3rd Int. Symp. on Cavitation, Grenoble, France, 1998*, 1998.
- [206] Yoshinori Saito, Rieko Takami, Ichiro Nakamori, and Toshiaki Ikohagi. Numerical analysis of unsteady behavior of cloud cavitation around a naca0015 foil. *Computational Mechanics*, 40(1) :85–96, 2007.

- [207] Inanc Senocak and Wei Shyy. A pressure-based method for turbulent cavitating flow computations. *Journal of Computational Physics*, 176(2) :363–383, 2002.
- [208] Sobhi Frikha, Olivier Coutier-Delgosha, and Jacques Andre Astolfi. Influence of the cavitation model on the simulation of cloud cavitation on 2d foil section. *International Journal of Rotating Machinery*, 2008, 2008.
- [209] Kazuki Maeda and Tim Colonius. Eulerian–lagrangian method for simulation of cloud cavitation. *Journal of computational physics*, 371 :994–1017, 2018.
- [210] E Giannadakis, M Gavaises, H Roth, and C Arcoumanis. Cavitation modelling in single-hole diesel injector based on eulerian-lagrangian approach. In *Proc. THIESEL International Conference on Thermo-and Fluid Dynamic Processes in Diesel Engines. Valencia, Spain, 2004*.
- [211] Naoya Ochiai, Yuka Iga, Motohiko Nohmi, and Toshiaki Ikohagi. Study of quantitative numerical prediction of cavitation erosion in cavitating flow. *Journal of fluids engineering*, 135(1), 2013.
- [212] Jingsen Ma, Chao-Tsung Hsiao, and Georges L Chahine. Euler–lagrange simulations of bubble cloud dynamics near a wall. *Journal of Fluids Engineering*, 137(4), 2015.
- [213] Neal E Fine. *Nonlinear analysis of cavitating propellers in nonuniform flow*. PhD thesis, Massachusetts institute of Technology, 1992.
- [214] GNVB Vaz and Johan Bosschers. Modelling three dimensional sheet cavitation on marine propellers using a boundary element method. In *Sixth International Symposium on Cavitation CAV2006, Wageningen, The Netherlands, 2006*.
- [215] Yin L Young and Spyros A Kinnas. A bem for the prediction of unsteady midchord face and/or back propeller cavitation. *J. Fluids Eng.*, 123(2) :311–319, 2001.
- [216] J Dang and G Kuiper. Re-entrant jet modeling of partial cavity flow on two-dimensional hydrofoils. 1999.
- [217] Yongliang Chen and Stephen D Heister. A numerical treatment for attached cavitation. 1994.
- [218] Manish Deshpande, Jinzhang Feng, and Charles L Merkle. Numerical modeling of the thermodynamic effects of cavitation. 1997.
- [219] Grétar Tryggvason, Bernard Bunner, Asghar Esmaeeli, Damir Juric, N Al-Rawahi, W Tauber, J Han, S Nas, and Y-J Jan. A front-tracking method for the computations of multiphase flow. *Journal of computational physics*, 169(2) :708–759, 2001.
- [220] G Peng, G Tryggvason, and S Shimizu. Two-dimensional direct numerical simulation of bubble cloud cavitation by front-tracking method. In *IOP Conference Series : Materials Science and Engineering*, volume 72, page 012001. IOP Publishing, 2015.
- [221] Po-Wen Yu, Steven L Ceccio, and Grétar Tryggvason. The collapse of a cavitation bubble in shear flows : A numerical study. *Physics of Fluids*, 7(11) :2608–2616, 1995.
- [222] Thad Michael, Jianming Yang, and Frederick Stern. Sharp interface cavitation modeling using volume-of-fluid and level set methods. In *Fluids Engineering Division Summer Meeting*, volume 55584, page V002T06A008. American Society of Mechanical Engineers, 2013.

- [223] Youcef Ait Bouziad. *Physical modelling of leading edge cavitation : computational methodologies and application to hydraulic machinery*. PhD thesis, Verlag nicht ermittelbar, 2006.
- [224] Hong Liu, Weilong Zhang, Ming Jia, Yang He, et al. An improved method for coupling the in-nozzle cavitation with multi-fluid-quasi-vof model for diesel spray. *Computers & Fluids*, 177 :20–32, 2018.
- [225] A Kubota, H Kato, H Yamaguchi, and M Maeda. Unsteady structure measurement of cloud cavitation on a foil section using conditional sampling technique. 1989.
- [226] GE Reisman, Y-C Wang, and Christopher E Brennen. Observations of shock waves in cloud cavitation. *Journal of Fluid Mechanics*, 355 :255–283, 1998.
- [227] Q Le, Jean-Pierre Franc, and Jean-Marie Michel. Partial cavities : global behavior and mean pressure distribution. 1993.
- [228] Roger EA Arndt, CCS Song, M Kjeldsen, Jianxun He, and A Keller. Instability of partial cavitation : a numerical/experimental approach. 2000.
- [229] KR Laberteaux and SL Ceccio. Partial cavity flows. part 1. cavities forming on models without spanwise variation. *Journal of Fluid Mechanics*, 431 :1–41, 2001.
- [230] KR Laberteaux and SL Ceccio. Partial cavity flows. part 2. cavities forming on test objects with spanwise variation. *Journal of Fluid Mechanics*, 431 :43–63, 2001.
- [231] Angelo Cervone, Cristina Bramanti, Emilio Rapposelli, and Luca d’Agostino. Thermal cavitation experiments on a naca 0015 hydrofoil. 2006.
- [232] Damien T Kawakami, A Fuji, Y Tsujimoto, and REA Arndt. An assessment of the influence of environmental factors on cavitation instabilities. *Journal of Fluids Engineering*, 130(3), 2008.
- [233] Jean-Baptiste Leroux, Jacques André Astolfi, and Jean Yves Billard. An experimental study of unsteady partial cavitation. *J. Fluids Eng.*, 126(1) :94–101, 2004.
- [234] Olivier Coutier-Delgosha, Jean-François Devillers, Thierry Pichon, Alexandre Vabre, Romuald Woo, and Samuel Legoupil. Internal structure and dynamics of sheet cavitation. *Physics of fluids*, 18(1) :017103, 2006.
- [235] Akira Fujii, Damien T Kawakami, Yoshinobu Tsujimoto, and Roger EA Arndt. Effect of hydrofoil shapes on partial and transitional cavity oscillations. 2007.
- [236] Jean-Luc Reboud, Benoit Stutz, and Olivier Coutier. Two phase flow structure of cavitation : experiment and modeling of unsteady effects. In *3rd International Symposium on Cavitation CAV1998, Grenoble, France*, volume 26, 1998.
- [237] Olivier Coutier-Delgosha, R Fortes-Patella, and Jean-Luc Reboud. Evaluation of the turbulence model influence on the numerical simulations of unsteady cavitation. *J. Fluids Eng.*, 125(1) :38–45, 2003.
- [238] Jean-Baptiste Leroux, Olivier Coutier-Delgosha, and Jacques André Astolfi. A joint experimental and numerical study of mechanisms associated to instability of partial cavitation on two-dimensional hydrofoil. *Physics of fluids*, 17(5) :052101, 2005.
- [239] Lingjiu Zhou and Zhengwei Wang. Numerical simulation of cavitation around a hydrofoil and evaluation of a rng κ - ε model. *Journal of Fluids Engineering*, 130(1), 2008.
- [240] Jing Yang, Lingjiu Zhou, and Zhengwei Wang. Numerical simulation of three-dimensional cavitation around a hydrofoil. *Journal of fluids engineering*, 133(8), 2011.

- [241] Evert-Jan Foeth, CWH Van Doorne, T Van Terwisga, and B Wieneke. Time resolved piv and flow visualization of 3d sheet cavitation. *Experiments in Fluids*, 40(4) :503–513, 2006.
- [242] Evert-Jan Foeth, Tom van Terwisga, and Cas van Doorne. On the collapse structure of an attached cavity on a three-dimensional hydrofoil. *Journal of Fluids Engineering*, 130(7), 2008.
- [243] A Asnaghi, A Feymark, and RE Bensow. Numerical investigation of the impact of computational resolution on shedding cavity structures. *International Journal of Multiphase Flow*, 107 :33–50, 2018.
- [244] Evert-Jan Foeth. The structure of three-dimensional sheet cavitation. *Delft University of Technology, Ship Hydromechanics Laboratory, Faculty 3mE, Department of Marine Technology, Doctors Thesis, Promotoren Prof. dr. ir. TJC van Terwisga en Prof. dr. ir. HWM Hoeijmakers, Printed by Ponsen en Looijen bv, Wageningen, The Netherlands*, 2008.
- [245] Ying Chen, Xin Chen, Jie Li, Zhaoxin Gong, and Chuanjing Lu. Large eddy simulation and investigation on the flow structure of the cascading cavitation shedding regime around 3d twisted hydrofoil. *Ocean Engineering*, 129 :1–19, 2017.
- [246] Rickard E Bensow. Simulation of the unsteady cavitation on the delft twist11 foil using rans, des and les. In *Second international symposium on marine propulsors*, 2011.
- [247] Günter H Schnerr, Ismail H Sezal, and Steffen J Schmidt. Numerical investigation of three-dimensional cloud cavitation with special emphasis on collapse induced shock dynamics. *Physics of Fluids*, 20(4) :040703, 2008.
- [248] Bin Ji, Xianwu Luo, Yulin Wu, Xiaoxing Peng, and Yunling Duan. Numerical analysis of unsteady cavitating turbulent flow and shedding horse-shoe vortex structure around a twisted hydrofoil. *International Journal of Multiphase Flow*, 51 :33–43, 2013.
- [249] Bin Ji, Xianwu Luo, Roger EA Arndt, and Yulin Wu. Numerical simulation of three dimensional cavitation shedding dynamics with special emphasis on cavitation–vortex interaction. *Ocean Engineering*, 87 :64–77, 2014.
- [250] Da-qing Li, Mikael Grekula, and Per Lindell. Towards numerical prediction of unsteady sheet cavitation on hydrofoils. *Journal of Hydrodynamics*, 22(1) :699–704, 2010.
- [251] A Yu Kravtsova, DM Markovich, KS Pervunin, MV Timoshevskiy, and K Hanjalić. High-speed visualization and piv measurements of cavitating flows around a semi-circular leading-edge flat plate and naca0015 hydrofoil. *International Journal of Multiphase Flow*, 60 :119–134, 2014.
- [252] S Schmidt, G Schnerr, and M Thalhamer. Inertia controlled instability and small scale structures of sheet and cloud cavitation. 2009.
- [253] Chao-Tsung Hsiao, Jingsen Ma, and Georges L Chahine. Multiscale tow-phase flow modeling of sheet and cloud cavitation. *International Journal of Multiphase Flow*, 90 :102–117, 2017.
- [254] Chang-chang Wang, Ying Liu, Jie Chen, Fu-yi Zhang, Biao Huang, and Guo-yu Wang. Cavitation vortex dynamics of unsteady sheet/cloud cavitating flows with shock wave using different vortex identification methods. *Journal of Hydrodynamics*, 31(3) :475–494, 2019.

- [255] Ehsan Roohi, Amir Pouyan Zahiri, and Mahmood Passandideh-Fard. Numerical simulation of cavitation around a two-dimensional hydrofoil using vof method and les turbulence model. *Applied Mathematical Modelling*, 37(9) :6469–6488, 2013.
- [256] Biao Huang, Si-cong Qiu, Xiang-bin Li, Qin Wu, and Guo-yu Wang. A review of transient flow structure and unsteady mechanism of cavitating flow. *Journal of Hydrodynamics*, 31(3) :429–444, 2019.
- [257] Biao Huang, Guoyu Wang, Zhiyi Yu, and Shuguo Shi. Detached-eddy simulation for time-dependent turbulent cavitating flows. *Chinese Journal of Mechanical Engineering*, 25(3) :484–490, 2012.
- [258] Ying-Jie Wei, Chien-Chou Tseng, and Guo-Yu Wang. Turbulence and cavitation models for time-dependent turbulent cavitating flows. *Acta Mechanica Sinica*, 27(4) :473–487, 2011.
- [259] Stein T Johansen, Jiongyang Wu, and Wei Shyy. Filter-based unsteady rans computations. *International Journal of Heat and fluid flow*, 25(1) :10–21, 2004.
- [260] Christopher J Chesnakas and Stuart D Jessup. Tip-vortex induced cavitation on a ducted propulsor. In *Fluids Engineering Division Summer Meeting*, volume 36967, pages 257–267, 2003.
- [261] Francisco Pereira, Francesco Salvatore, and Fabio Di Felice. Measurement and modeling of propeller cavitation in uniform inflow. *J. Fluids Eng.*, 126(4) :671–679, 2004.
- [262] S Kinnas and N Fine. A nonlinear boundary element method for the analysis of unsteady propeller sheet cavitation. 1994.
- [263] Kei Sato, A Ohshima, Hisayuki Egashira, and Shinichi Takano. Numerical prediction of cavitation and pressure fluctuation around marine propeller. 2009.
- [264] Bin Ji, Xianwu Luo, Xiaoxing Peng, Yulin Wu, and Hongyuan Xu. Numerical analysis of cavitation evolution and excited pressure fluctuation around a propeller in non-uniform wake. *International Journal of Multiphase Flow*, 43 :13–21, 2012.
- [265] Rickard E Bensow and Göran Bark. Implicit les predictions of the cavitating flow on a propeller. *Journal of fluids engineering*, 132(4), 2010.
- [266] Matevž Dular and Olivier Coutier-Delgosha. Numerical modelling of cavitation erosion. *International journal for numerical methods in Fluids*, 61(12) :1388–1410, 2009.
- [267] Y Kawanami, Hiroharu Kato, Hajime Yamaguchi, M Tanimura, and Y Tagaya. Mechanism and control of cloud cavitation. 1997.
- [268] Ebrahim Kadivar, Mikhail V Timoshevskiy, Mikhail Yu Nichik, Ould El Moctar, Thomas E Schellin, and Konstantin S Pervunin. Control of unsteady partial cavitation and cloud cavitation in marine engineering and hydraulic systems. *Physics of Fluids*, 32(5) :052108, 2020.
- [269] Robert L Waid and ZM Lindberg. Experimental and theoretical investigations of a supercavitating hydrofoil. 1957.
- [270] Charles Song and John Almo. An experimental study of the hydroelastic instability of supercavitating hydrofoils. 1967.
- [271] Paul Kaplan and August F Lehman. Experimental studies of hydroelastic instabilities of cavitating hydrofoils. *Journal of Aircraft*, 3(3) :262–269, 1966.

- [272] C Brennen, KT Oey, and CD Babcock. Leading-edge flutter of supercavitating hydrofoils. *Journal of Ship Research*, 24(03) :135–146, 1980.
- [273] Eduard Amromin. Impact of hydrofoil material on cavitation inception and desinence. *Journal of Fluids Engineering*, 139(6), 2017.
- [274] E Amromin and S Kovinskaya. Vibration of cavitating elastic wing in a periodically perturbed flow : excitation of subharmonics. *Journal of fluids and structures*, 14(5) :735–751, 2000.
- [275] Mustapha Benaouicha and Jacques-André Astolfi. Analysis of added mass in cavitating flow. *Journal of fluids and structures*, 31 :30–48, 2012.
- [276] Tolotra Emerry Rajaomazava III, Mustapha Benaouicha, and Jacques-André Astolfi. Structure dynamics analysis in inhomogeneous density flows. In *Pressure Vessels and Piping Conference*, volume 55683, page V004T04A013. American Society of Mechanical Engineers, 2013.
- [277] Philippe Ausoni, Mohamed Farhat, Xavier Escaler, Eduard Egusquiza, and François Avellan. Cavitation influence on von kármán vortex shedding and induced hydrofoil vibrations. 2007.
- [278] Oscar De La Torre, X Escaler, E Egusquiza, and Mohamed Farhat. Experimental investigation of added mass effects on a hydrofoil under cavitation conditions. *Journal of Fluids and Structures*, 39 :173–187, 2013.
- [279] Xin Liu, Lingjiu Zhou, Xavier Escaler, Zhengwei Wang, Yongyao Luo, and Oscar De La Torre. Numerical simulation of added mass effects on a hydrofoil in cavitating flow using acoustic fluid–structure interaction. *Journal of Fluids Engineering*, 139(4), 2017.
- [280] Antoine Ducoin, Jacques André Astolfi, and Marie-Laure Gobert. An experimental study of boundary-layer transition induced vibrations on a hydrofoil. *Journal of Fluids and Structures*, 32 :37–51, 2012.
- [281] Qin Wu, Yana Wang, and Guoyu Wang. Experimental investigation of cavitating flow-induced vibration of hydrofoils. *Ocean Engineering*, 144 :50–60, 2017.
- [282] Yunqing Liu, Qin Wu, Biao Huang, Hanzhe Zhang, Wendong Liang, and Guoyu Wang. Decomposition of unsteady sheet/cloud cavitation dynamics in fluid-structure interaction via pod and dmd methods. *International Journal of Multiphase Flow*, page 103690, 2021.
- [283] Biao Huang, Antoine Ducoin, and Yin Lu Young. Physical and numerical investigation of cavitating flows around a pitching hydrofoil. *Physics of Fluids*, 25(10) :102109, 2013.
- [284] Deniz Tolga Akcabay, Eun Jung Chae, Yin Lu Young, Antoine Ducoin, and Jacques Andre Astolfi. Cavity induced vibration of flexible hydrofoils. *Journal of Fluids and Structures*, 49 :463–484, 2014.
- [285] Qin Wu, Biao Huang, Guoyu Wang, and Yuan Gao. Experimental and numerical investigation of hydroelastic response of a flexible hydrofoil in cavitating flow. *International Journal of Multiphase Flow*, 74 :19–33, 2015.
- [286] Qin Wu, Chang-chang Wang, Biao Huang, Guo-Yu Wang, and Shu-liang Cao. Measurement and prediction of cavitating flow-induced vibrations. *Journal of hydrodynamics*, 30(6) :1064–1071, 2018.

- [287] Deniz Tolga Akcabay and Yin Lu Young. Influence of cavitation on the hydroelastic stability of hydrofoils. *Journal of Fluids and Structures*, 49 :170–185, 2014.
- [288] Kazuhiko Kato, Hiroataka Dan, and Yasuaki Matsudaira. Lock-in phenomenon of pitching hydrofoil with cavitation breakdown (unsteady fluid force characteristics and visualization of flow structure). *JSME International Journal Series B Fluids and Thermal Engineering*, 49(3) :797–805, 2006.
- [289] Alexandra Lelong, Pierre Guiffant, and Jacques André Astolfi. An experimental analysis of the structural response of flexible lightweight hydrofoils in cavitating flow. *Journal of Fluids Engineering*, 140(2), 2018.
- [290] Antoine Ducoin, Jacques André Astolfi, and Jean-François Sigrist. An experimental analysis of fluid structure interaction on a flexible hydrofoil in various flow regimes including cavitating flow. *European Journal of Mechanics-B/Fluids*, 36 :63–74, 2012.
- [291] Deniz Tolga Akcabay and Yin Lu Young. Parametric excitations and lock-in of flexible hydrofoils in two-phase flows. *Journal of Fluids and Structures*, 57 :344–356, 2015.
- [292] Emmanuel De Langre. Frequency lock-in is caused by coupled-mode flutter. *Journal of fluids and structures*, 22(6-7) :783–791, 2006.
- [293] Ramona B Barber and Michael R Motley. Cavitating response of passively controlled tidal turbines. *Journal of Fluids and Structures*, 66 :462–475, 2016.
- [294] Casey Harwood. *The hydrodynamic and hydroelastic responses of rigid and flexible surface-piercing hydrofoils in multi-phase flows*. PhD thesis, 2016.
- [295] Casey M Harwood, Mario Felli, Massimo Falchi, Steven L Ceccio, and Yin L Young. The hydroelastic response of a surface-piercing hydrofoil in multi-phase flows. part 1. passive hydroelasticity. *Journal of Fluid Mechanics*, 881 :313–364, 2019.
- [296] Casey M Harwood, Mario Felli, Massimo Falchi, Nitin Garg, Steven L Ceccio, and Yin L Young. The hydroelastic response of a surface-piercing hydrofoil in multi-phase flows. part 2. modal parameters and generalized fluid forces. *Journal of Fluid Mechanics*, 884, 2020.
- [297] Ren-fang Huang, Te-zhuan Du, Yi-wei Wang, and Cheng-guang Huang. Numerical investigations of the transient cavitating vortical flow structures over a flexible naca66 hydrofoil. *Journal of Hydrodynamics*, 32(5) :865–878, 2020.
- [298] Samuel M Smith, James A Venning, Bryce W Pearce, Yin Lu Young, and Paul A Brandner. The influence of fluid–structure interaction on cloud cavitation about a stiff hydrofoil. part 1. *Journal of Fluid Mechanics*, 896, 2020.
- [299] Samuel M Smith, James A Venning, Bryce W Pearce, Yin Lu Young, and Paul A Brandner. The influence of fluid–structure interaction on cloud cavitation about a flexible hydrofoil. part 2. *Journal of Fluid Mechanics*, 897, 2020.
- [300] Jean-Baptiste Marchand. *Experimental Analysis and Numerical Simulation of Foil Sections for Tidal Turbine Application*. PhD thesis, Paris, ENSAM, 2014.
- [301] Paroscientific. Descriptions des capteurs de pression paroscientific. http://www.paroscientific.com/pdf/D30_Series_1000_6000_9000.pdf.
- [302] Jerry Westerweel and Fulvio Scarano. Universal outlier detection for piv data. *Experiments in fluids*, 39(6) :1096–1100, 2005.

- [303] Jean-Marc Foucaut, Johan Carlier, and Michel Stanislas. Piv optimization for the study of turbulent flow using spectral analysis. *Measurement Science and Technology*, 15(6) :1046, 2004.
- [304] Andrea Sciacchitano and Bernhard Wieneke. Piv uncertainty propagation. *Measurement Science and Technology*, 27(8) :084006, 2016.
- [305] Markus Raffel, Christian E Willert, Fulvio Scarano, Christian J Kähler, Steve T Wereley, and Jürgen Kompenhans. *Particle image velocimetry : a practical guide*. Springer, 2018.
- [306] Andrea Sciacchitano, Douglas R Neal, Barton L Smith, Scott O Warner, Pavlos P Vlachos, Bernhard Wieneke, and Fulvio Scarano. Collaborative framework for piv uncertainty quantification : comparative assessment of methods. *Measurement Science and Technology*, 26(7) :074004, 2015.
- [307] BW Van Oudheusden. Piv-based pressure measurement. *Measurement Science and Technology*, 24(3) :032001, 2013.
- [308] Roi Gurka, Alex Liberzon, D Hefetz, D Rubinstein, and U Shavit. Computation of pressure distribution using piv velocity data. In *Workshop on particle image velocimetry*, volume 2, pages 1–6, 1999.
- [309] Damien Garcia. A fast all-in-one method for automated post-processing of piv data. *Experiments in fluids*, 50(5) :1247–1259, 2011.
- [310] ChengYue Wang, Qi Gao, HongPing Wang, RunJie Wei, Tian Li, and JinJun Wang. Divergence-free smoothing for volumetric piv data. *Experiments in Fluids*, 57(1) :15, 2016.
- [311] BW Van Oudheusden, F Scarano, and EWF Casimiri. Non-intrusive load characterization of an airfoil using piv. *Experiments in Fluids*, 40(6) :988–992, 2006.
- [312] Guiffant P. Etude du comportement hydroélastique d’un hydrofoil flexible. Technical report, IRENav, Ecole-Navale,Lanvéoc, 2015.
- [313] Randall J Allemang. The modal assurance criterion—twenty years of use and abuse. *Sound and vibration*, 37(8) :14–23, 2003.
- [314] Rune Brincker, C Ventura, and Palle Andersen. Damping estimation by frequency domain decomposition. In *Proceedings of the 19th international modal analysis conference (IMAC)*, volume 1, pages 698–703. Orlando, FL, USA, 2001.
- [315] Sebastien Prothin, Jean-Yves Billard, and Henda Djeridi. Image processing using proper orthogonal and dynamic mode decompositions for the study of cavitation developing on a naca0015 foil. *Experiments in fluids*, 57(10) :1–25, 2016.
- [316] Aaron Towne, Oliver T Schmidt, and Tim Colonius. Spectral proper orthogonal decomposition and its relationship to dynamic mode decomposition and resolvent analysis. *Journal of Fluid Mechanics*, 847 :821–867, 2018.
- [317] Konstantinos Politis. *Development of Surface Tension Models and Numerical Techniques for Air-Water Interface Dynamics*. PhD thesis, Ecole Centrale de Nantes, 2016.
- [318] Philippe Spalart and Steven Allmaras. A one-equation turbulence model for aerodynamic flows. In *30th aerospace sciences meeting and exhibit*, page 439, 1992.
- [319] WP Jones and Brian Edward Launder. The prediction of laminarization with a two-equation model of turbulence. *International journal of heat and mass transfer*, 15(2) :301–314, 1972.

- [320] David C Wilcox. Reassessment of the scale-determining equation for advanced turbulence models. *AIAA journal*, 26(11) :1299–1310, 1988.
- [321] Florian R Menter, Pavel E Smirnov, Tao Liu, and Ravikanth Avancha. A one-equation local correlation-based transition model. *Flow, Turbulence and Combustion*, 95(4) :583–619, 2015.
- [322] Florian R Menter. Two-equation eddy-viscosity turbulence models for engineering applications. *AIAA journal*, 32(8) :1598–1605, 1994.
- [323] Florian R Menter, Martin Kuntz, and Robin Langtry. Ten years of industrial experience with the sst turbulence model. *Turbulence, heat and mass transfer*, 4(1) :625–632, 2003.
- [324] Bart J Daly and Francis H Harlow. Transport equations in turbulence. *The Physics of Fluids*, 13(11) :2634–2649, 1970.
- [325] Charles G Speziale, Sutanu Sarkar, and Thomas B Gatski. Modelling the pressure-strain correlation of turbulence : an invariant dynamical systems approach. *Journal of fluid mechanics*, 227 :245–272, 1991.
- [326] Christopher L Rumsey and Thomas B Gatski. Recent turbulence model advances applied to multielement airfoil computations. *Journal of aircraft*, 38(5) :904–910, 2001.
- [327] Mitja Morgut, Enrico Nobile, and Ignacijo Biluš. Comparison of mass transfer models for the numerical prediction of sheet cavitation around a hydrofoil. *International Journal of Multiphase Flow*, 37(6) :620–626, 2011.
- [328] Yanghui Ye and Guojun Li. Modeling of hydrodynamic cavitating flows considering the bubble-bubble interaction. *International Journal of Multiphase Flow*, 84 :155–164, 2016.
- [329] Dengcheng Liu. The numerical simulation of propeller sheet cavitation with a new cavitation model. *Procedia Engineering*, 126 :310–314, 2015.
- [330] Catherine Ramirez, Alban Leroyer, Emmanuel Guilmineau, and Patrick Queutey. Numerical features of cavitation models based on the simplified rayleigh-pletset equation. In *19th Numerical Towing Tank Symposium-NuTTS 2016*, 2016.
- [331] Biao Huang and GuoYu Wang. A modified density based cavitation model for time dependent turbulent cavitating flow computations. *Chinese Science Bulletin*, 56(19) :1985–1992, 2011.
- [332] Houcun Zhou, Min Xiang, Patrick N Okolo, Zeping Wu, Gareth J Bennett, and Weihua Zhang. An efficient calibration approach for cavitation model constants based on openfoam platform. *Journal of Marine Science and Technology*, 24(4) :1043–1056, 2019.
- [333] Osborne Reynolds. *Papers on mechanical and physical subjects*. CUP Archive, 2010.
- [334] Patrick Queutey and Michel Visonneau. An interface capturing method for free-surface hydrodynamic flows. *Computers & fluids*, 36(9) :1481–1510, 2007.
- [335] PH Gaskell and AKC Lau. Curvature-compensated convective transport : Smart, a new boundedness-preserving transport algorithm. *International Journal for numerical methods in fluids*, 8(6) :617–641, 1988.
- [336] Fadl Moukalled, L Mangani, Marwan Darwish, et al. *The finite volume method in computational fluid dynamics*, volume 113. Springer, 2016.

- [337] CM Rhie and W Li Chow. Numerical study of the turbulent flow past an airfoil with trailing edge separation. *AIAA journal*, 21(11) :1525–1532, 1983.
- [338] Joel H Ferziger, Milovan Perić, and Robert L Street. *Computational methods for fluid dynamics*, volume 3. Springer, 2002.
- [339] David C Wilcox et al. *Turbulence modeling for CFD*, volume 2. DCW industries La Canada, CA, 1998.
- [340] Ulrike Meier Yang et al. Boomerang : a parallel algebraic multigrid solver and preconditioner. *Applied Numerical Mathematics*, 41(1) :155–177, 2002.
- [341] George Karypis and Vipin Kumar. A fast and high quality multilevel scheme for partitioning irregular graphs. *SIAM Journal on scientific Computing*, 20(1) :359–392, 1998.
- [342] Olgierd Cecil Zienkiewicz, Robert Leroy Taylor, Perumal Nithiarasu, and JZ Zhu. *The finite element method*, volume 3. McGraw-hill London, 1977.
- [343] Thomas JR Hughes. *The finite element method : linear static and dynamic finite element analysis*. Courier Corporation, 2012.
- [344] Junuthula Narasimha Reddy. *Introduction to the finite element method*. McGraw-Hill Education, 2019.
- [345] TK Caughey and M EoJ O’Kelly. Classical normal modes in damped linear dynamic systems. 1965.
- [346] Sondipon Adhikari. *Damping models for structural vibration*. PhD thesis, Citeseer, 2001.
- [347] Leon Lapidus and George F Pinder. *Numerical solution of partial differential equations in science and engineering*. John Wiley & Sons, 2011.
- [348] Roger G Grimes, John G Lewis, and Horst D Simon. A shifted block lanczos algorithm for solving sparse symmetric generalized eigenproblems. *SIAM Journal on Matrix Analysis and Applications*, 15(1) :228–272, 1994.
- [349] Thomas CS Rendall and Christian B Allen. Unified fluid–structure interpolation and mesh motion using radial basis functions. *International journal for numerical methods in engineering*, 74(10) :1519–1559, 2008.
- [350] Corrado Groth, Ubaldo Cella, Emiliano Costa, and Marco Evangelos Biancolini. Fast high fidelity cfd/csm fluid structure interaction using rbf mesh morphing and modal superposition method. *Aircraft Engineering and Aerospace Technology*, 2019.
- [351] Armin Beckert and Holger Wendland. Multivariate interpolation for fluid-structure-interaction problems using radial basis functions. *Aerospace Science and Technology*, 5(2) :125–134, 2001.
- [352] Holger Wendland. Konstruktion und untersuchung radialer basisfunktionen mit kompaktem träger. *Göttingen, Georg-August-Universität zu Göttingen, Diss*, 1996.
- [353] Thomas CS Rendall and Christian B Allen. Efficient mesh motion using radial basis functions with data reduction algorithms. *Journal of Computational Physics*, 228(17) :6231–6249, 2009.
- [354] *Étude du couplage écoulement/mouvement pour des corps solides ou à déformation imposée par résolution des équations de Navier-Stokes : contribution à la modélisation numérique de la cavitation*. PhD thesis, 2004. Thèse de doctorat dirigée par Visonneau, Michel Dynamique des fluides et des transferts Nantes 2004.

- [355] Simone Deparis, Miguel Angel Fernández, and Luca Formaggia. Acceleration of a fixed point algorithm for fluid-structure interaction using transpiration conditions. *ESAIM : Mathematical Modelling and Numerical Analysis*, 37(4) :601–616, 2003.
- [356] D Nakos and P Sclavounos. Ship motions by a three-dimensional rankine panel method. 1991.
- [357] H Söding. How to integrate free motions of solids in fluids. In *4th Numerical towing tank symposium, Hamburg*, volume 52, 2001.
- [358] Luis Eça and Martin Hoekstra. A procedure for the estimation of the numerical uncertainty of cfd calculations based on grid refinement studies. *Journal of Computational Physics*, 262 :104–130, 2014.
- [359] R Wilson and F Stern. Verification and validation for rans simulation of a naval surface combatant. In *40th AIAA Aerospace Sciences Meeting & Exhibit*, page 904, 2002.
- [360] Philippe R Spalart and Christopher L Rumsey. Effective inflow conditions for turbulence models in aerodynamic calculations. *AIAA journal*, 45(10) :2544–2553, 2007.
- [361] Ira H Abbott and Albert E Von Doenhoff. *Theory of wing sections : including a summary of airfoil data*. Courier Corporation, 2012.
- [362] Pierre Luc Delafin, François Deniset, and Jacques Andre Astolfi. Effect of the laminar separation bubble induced transition on the hydrodynamic performance of a hydrofoil. *European Journal of Mechanics-B/Fluids*, 46 :190–200, 2014.
- [363] Deepakkumar M Sharma and Kamal Poddar. Experimental investigations of laminar separation bubble for a flow past an airfoil. In *ASME Turbo Expo 2010 : Power for Land, Sea, and Air*, pages 1167–1173. American Society of Mechanical Engineers Digital Collection, 2010.
- [364] WA Timmer. Two-dimensional low-reynolds number wind tunnel results for airfoil naca 0018. *Wind engineering*, 32(6) :525–537, 2008.
- [365] Robert E Sheldahl and Paul C Klimas. Aerodynamic characteristics of seven symmetrical airfoil sections through 180-degree angle of attack for use in aerodynamic analysis of vertical axis wind turbines. Technical report, Sandia National Labs., Albuquerque, NM (USA), 1981.
- [366] Franck Bertagnolio. Naca0015 measurements in lm wind tunnel and turbulence generated noise. 2008.
- [367] Jewel B Barlow, William H Rae, and Alan Pope. *Low-speed wind tunnel testing*. John wiley & sons, 1999.
- [368] Ludwig Prandtl. *Tragflügeltheorie*. 1918.
- [369] Zhi-cheng Liang and Lei-ping Xue. Detached-eddy simulation of wing-tip vortex in the near field of naca 0015 airfoil. *Journal of Hydrodynamics, Ser. B*, 26(2) :199–206, 2014.
- [370] Jean Decaix, Guillaume Balarac, Matthieu Dreyer, Mohamed Farhat, and C Münch. Rans and les computations of the tip-leakage vortex for different gap widths. *Journal of Turbulence*, 16(4) :309–341, 2015.
- [371] Matthew J Churchfield and Gregory A Blaisdell. Numerical simulations of a wingtip vortex in the near field. *Journal of Aircraft*, 46(1) :230–243, 2009.

- [372] FR Menter, AV Garbaruk, and Y Egorov. Explicit algebraic reynolds stress models for anisotropic wall-bounded flows. *Progress in flight physics*, 3 :89–104, 2012.
- [373] James M Gere. *Mechanics of Materials OcJames M. Gere [and] Stephen P. Timoshenko*. PWS Publishing, 1997.
- [374] Robert D Blevins and R Plunkett. Formulas for natural frequency and mode shape. *Journal of Applied Mechanics*, 47(2) :461, 1980.
- [375] Eduard Naudascher and Donald Rockwell. *Flow-induced vibrations : an engineering guide*. Routledge, 2017.
- [376] Ulric S Lindholm, Daniel D Kana, Wen-Hwa Chu, and H Norman Abramson. Elastic vibration characteristics of cantilever plates in water. *Journal of Ship Research*, 9(02) :11–36, 1965.
- [377] O De La Torre, X Escaler, E Egusquiza, and Mohamed Farhat. Experimental mode shape determination of a cantilevered hydrofoil under different flow conditions. *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part C : Journal of Mechanical Engineering Science*, 230(19) :3408–3419, 2016.
- [378] Tikeswar Naik, Ellen K Longmire, and Susan C Mantell. Dynamic response of a cantilever in liquid near a solid wall. *Sensors and Actuators A : physical*, 102(3) :240–254, 2003.
- [379] Haning Xiu, R Benjamin Davis, and Ryan C Romeo. Edge clearance effects on the added mass and damping of beams submerged in viscous fluids. *Journal of Fluids and Structures*, 83 :194–217, 2018.
- [380] Luis Eça, G Vaz, SL Toxopeus, and M Hoekstra. Numerical errors in unsteady flow simulations. *Journal of Verification, Validation and Uncertainty Quantification*, 4(2), 2019.
- [381] Luis Eça, , M. Hoekstra, and G Vaz. In *Conference ASME Verification and Validation Symposium, Las Vegas, NV*, 2015.
- [382] Carlo Negrato, Thomas Lloyd, Tom Van Terwisga, Guilherme Vaz, and Rickard Bensow. Numerical study of cavitation on a naca0015 hydrofoil : solution verification. In *Proceedings of VII International Conference on Computational Methods in Marine Engineering, Nantes, French*, 2017.
- [383] Kilian Croci, Florent Ravelet, Amélie Danlos, J-C Robinet, and Luc Barast. Attached cavitation in laminar separations within a transition to unsteadiness. *Physics of Fluids*, 31(6) :063605, 2019.
- [384] Ying Chen, Jie Li, Zhaoxin Gong, Xin Chen, and Chuanjing Lu. Large eddy simulation and investigation on the laminar-turbulent transition and turbulence-cavitation interaction in the cavitating flow around hydrofoil. *International Journal of Multiphase Flow*, 112 :300–322, 2019.
- [385] Nagendra Dittakavi, Aditya Chunekar, and Steven Frankel. Large eddy simulation of turbulent-cavitation interactions in a venturi nozzle. *Journal of Fluids Engineering*, 132(12), 2010.
- [386] Ying Chen, Jie Li, Zhaoxin Gong, Xin Chen, and Chuanjing Lu. Les investigation on cavitating flow structures and loads of water-exiting submerged vehicles using a uniform filter of octree-based grids. *Ocean Engineering*, 225 :108811, 2021.

- [387] Antoine Ducoin and JA Astolfi. Wall-pressure fluctuations of laminar separation bubble based on direct numerical simulation and experiments over a hydrofoil at $re = 450,000$. *European Journal of Mechanics-B/Fluids*, 76 :132–144, 2019.
- [388] Yasutaka Kawanami, Hiroharu Kato, Hajime Yamaguchi, Masatsugu Maeda, and Shogo Nakasumi. Inner structure of cloud cavity on a foil section. *JSME International Journal Series B Fluids and Thermal Engineering*, 45(3) :655–661, 2002.
- [389] Mohammad Hossein Arabnejad, Ali Amini, Mohamed Farhat, and Rickard E Bensow. Numerical and experimental investigation of shedding mechanisms from leading-edge cavitation. *International journal of multiphase flow*, 119 :123–143, 2019.
- [390] Motoyuki Sakoda, Ryo Yakushiji, Masatusgu Maeda, and Hajime Yamaguchi. Mechanism of cloud cavitation generation on a 2-d hydrofoil. <http://resolver.caltech.edu/cav2001 : sessionA9. 004>, 2001.
- [391] Peter Welch. The use of fast fourier transform for the estimation of power spectra : a method based on time averaging over short, modified periodograms. *IEEE Transactions on audio and electroacoustics*, 15(2) :70–73, 1967.
- [392] Biao Huang, Yu Zhao, and Guoyu Wang. Large eddy simulation of turbulent vortex-cavitation interactions in transient sheet/cloud cavitating flows. *Computers & Fluids*, 92 :113–124, 2014.
- [393] Abraham Savitzky and Marcel JE Golay. Smoothing and differentiation of data by simplified least squares procedures. *Analytical chemistry*, 36(8) :1627–1639, 1964.
- [394] Tolotra Emerry Rajaomazava, Mustapha Benaouicha, Jacques-André Astolfi, and Abdel-Ouahab Boudraa. Frequency and amplitude modulations of a moving structure in unsteady non-homogeneous density fluid flow. *Fluids*, 6(3) :130, 2021.
- [395] Óscar de la Torre Rodríguez, Francesc Xavier Escaler Puigoriol, Eduard Egusquiza Estévez, Matthieu Dreyer, and Mohamed Farhat. The effect of cavitation on the natural frequencies of a hydrofoil. In *Proceedings of the 8th International Symposium on Cavitation*, pages 1–4, 2012.
- [396] Akira Okubo. Horizontal dispersion of floatable particles in the vicinity of velocity singularities such as convergences. In *Deep sea research and oceanographic abstracts*, volume 17, pages 445–454. Elsevier, 1970.
- [397] John Weiss. The dynamics of enstrophy transfer in two-dimensional hydrodynamics. *Physica D : Nonlinear Phenomena*, 48(2-3) :273–294, 1991.
- [398] Oliver T Schmidt and Tim Colonius. Guide to spectral proper orthogonal decomposition. *Aiaa journal*, 58(3) :1023–1033, 2020.
- [399] Petre Stoica, Jian Li, Jun Ling, and Yubo Cheng. Missing data recovery via a nonparametric iterative adaptive approach. In *2009 IEEE International Conference on Acoustics, Speech and Signal Processing*, pages 3369–3372. IEEE, 2009.
- [400] RW Wlezien and JL Way. Techniques for the experimental investigation of the near wake of a circular cylinder. *AIAA journal*, 17(6) :563–570, 1979.
- [401] Rodolphe Perrin, Emmanuel Cid, Sebastien Cazin, Alain Sevrain, Marianna Braza, Franck Moradei, and Gilles Harran. Phase-averaged measurements of the turbulence properties in the near wake of a circular cylinder at high reynolds number by 2c-piv and 3c-piv. *Experiments in fluids*, 42(1) :93–109, 2007.

- [402] Florian Ostermann, Rene Wosidlo, Sarah Gaertlein, C Nayeri, and Christian O Paschereit. Phase-averaging methods for a naturally oscillating flow field. In *52nd Aerospace Sciences Meeting*, page 1142, 2014.

Annexe A

Décomposition spectrale en modes orthogonaux (SPOD)

La méthode SPOD repose sur une décomposition de la matrice de densité spectrale croisée en vecteurs et valeurs propres. Cette annexe résume les principales étapes de la procédure décrite par Schmidt et Colonius [398]. La méthode originale ne peut pas être appliquée directement aux champs de vitesse PIV en écoulement cavitant mesurés dans cette thèse. Une petite modification de la procédure est donc présentée dans la partie A.2.

A.1 Procédure dans le cas général

Considérons un champ \mathbf{q} dont l'amplitude varie en temps et en espace. Dans le contexte de cette thèse, ce champ pourra par exemple être le champ de pression d'un écoulement prédit par une simulation numérique ou les vecteurs des vitesses mesurés par PIV. Dans ces deux cas, le champ $\mathbf{q}(\mathbf{x}, t)$ est discrétisé en espace et en temps : les valeurs du champ ne sont connues qu'en un nombre N_p de points du maillage CFD ou PIV, et en un nombre N d'instants discrets (correspondants aux pas de temps de la simulation ou aux acquisitions PIV). On possède donc N vecteurs \mathbf{q}_k ($k = 1..N$) de dimension $M = N_p \times n_{\text{var}}$, avec n_{var} le nombre de composantes du champ q ($n_{\text{var}} = 1$ pour un champ scalaire, $n_{\text{var}} = 2$ pour un champ vectoriel).

La première étape de l'algorithme consiste à diviser l'ensemble des N vecteurs \mathbf{q}_k en N_{blk} sous-ensembles Q_i constitués de N_{FFT} vecteurs. De façon similaire à la méthode de Welch pour l'estimation de la densité spectrale de puissance d'un signal, les N vecteurs sont regroupés en sous-ensembles avec un recouvrement de 50% (étape 1 sur la figure A.1). Pour un processus stationnaire, chaque sous-ensemble peut être considéré comme une réalisation de l'écoulement. Sur chaque sous-ensemble Q_i , les transformées de Fourier discrètes \hat{q} sont calculées en chaque point du maillage (étape 2 sur la figure A.1). Pour un sous-ensemble Q_i , on a donc un tableau de taille $M \times N_{\text{FFT}}$, contenant les N_{FFT} amplitudes de Fourier complexes des n_{var} composantes du champ, aux N_p points du maillage.

Il faut alors réorganiser les données afin de pouvoir travailler fréquence par fréquence (étape 3 sur la figure A.1). En notant $\hat{\mathbf{q}}^{(k)}(f_m)$, le vecteur contenant les amplitudes de Fourier à la fréquence f_m en chaque point du maillage, pour la réalisation k , on construit

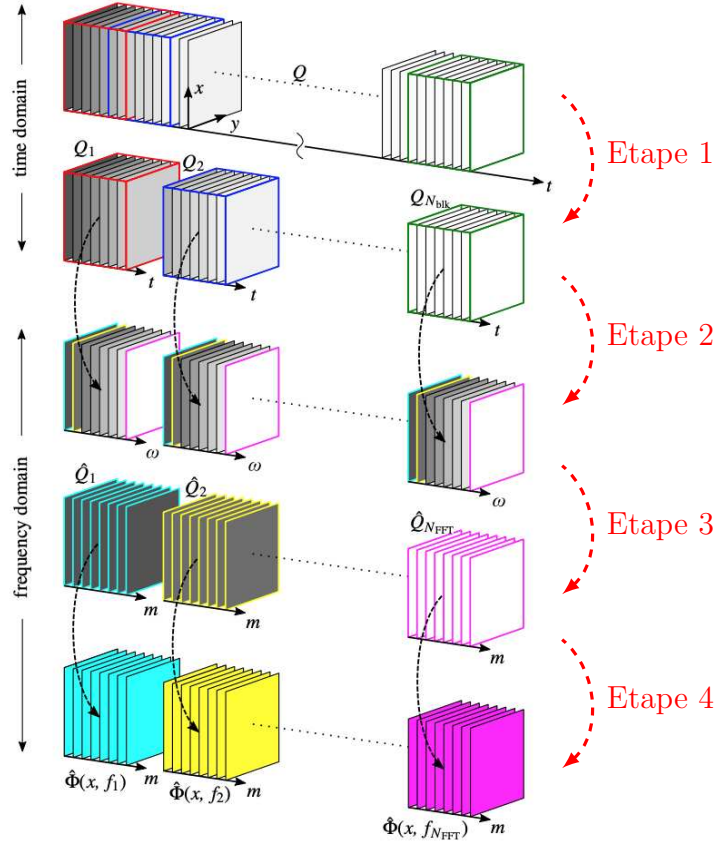


FIGURE A.1 – Schéma de l'algorithme SPOD (adapté de Schmidt et Colonius [398]).

la matrice $\underline{\hat{Q}}_m$:

$$\underline{\hat{Q}}_m = [\hat{q}^{(1)}(f_m), \hat{q}^{(2)}(f_m), \dots, \hat{q}^{(N_{\text{blk}})}(f_m)] \quad (\text{A.1})$$

La matrice $\underline{\hat{Q}}_m$ correspond à une unique fréquence f_m des transformées de Fourier, et se compose de M lignes et N_{blk} colonnes. Dans la suite, les doubles barres inférieures des tenseurs d'ordre deux sont mises de côté pour alléger les notations.

La matrice de densité spectrale croisée à la fréquence f_m peut être estimée en utilisant la matrice $\underline{\hat{Q}}_m$:

$$\hat{C}_m = \frac{1}{N_{\text{blk}} - 1} \underline{\hat{Q}}_m \underline{\hat{Q}}_m^H \quad (\text{A.2})$$

Les modes SPOD correspondent aux vecteurs propres $\hat{\Phi}^{(j)}$, solutions de l'équation :

$$\hat{C}_m \mathbf{W} \hat{\Phi}^{(j)} = \hat{\Phi}^{(j)} \hat{\Lambda}^{(j)} \quad (\text{A.3})$$

où \mathbf{W} est une matrice de pondération et $\hat{\Lambda}^{(j)}$ est la valeur propre associée au vecteur $\hat{\Phi}^{(j)}$. Dans cette thèse, les vecteurs propres sont obtenus en utilisant la bibliothèque Scipy en python. La matrice \hat{C}_m , dont il faut trouver les vecteurs propres, contient un nombre important de lignes si le maillage est fin. Dans ce cas, le temps de calcul nécessaire à la résolution du problème aux valeurs propres peut être rédhibitoire. La méthode des *snapshots*, classiquement utilisée pour la décomposition POD, permet aussi de limiter la

taille du système à résoudre pour la méthode SPOD. Les vecteurs propres $\hat{\Psi}$ recherchés sont alors solutions de l'équation suivante :

$$\hat{Q}_m^H \mathbf{W} \hat{Q}_m \hat{\Psi} = \hat{\Psi} \hat{\Lambda} \quad (\text{A.4})$$

où l'on a noté $\hat{\Psi} = [\hat{\Psi}^{(1)}, \hat{\Psi}^{(2)}, \dots, \hat{\Psi}^{(N_{\text{blk}})}]$ et $\hat{\Lambda} = [\hat{\Lambda}^{(1)}, \hat{\Lambda}^{(2)}, \dots, \hat{\Lambda}^{(N_{\text{blk}})}]$. Les modes SPOD sont finalement obtenus avec la relation :

$$\hat{\Phi} = \hat{Q}_m \hat{\Psi} \quad (\text{A.5})$$

Notons que les modes SPOD $\hat{\Phi}$ dépendent directement de la matrice C_m calculée que pour une unique fréquence. Pour chaque fréquence de Fourier f_m , on peut donc obtenir une base de N_{blk} modes SPOD (étape 4 sur la figure A.1), qui doivent plus rigoureusement être notés $\hat{\Phi}^{(j)}(f_m)$.

Plusieurs expressions de la matrice de pondération sont proposées par Schmidt et Colonius [398], correspondant à différentes normes. Dans cette thèse, la matrice identité est utilisé pour \mathbf{W} . Ce choix permet de directement mesurer la variance des données pour un champ scalaire, et l'énergie cinétique turbulente pour un champ de vitesse.

A.2 Cas particulier des champs de vitesse PIV en écoulement cavitant

La présence de vapeur dans l'écoulement limite le nombre de vecteurs vitesse mesurés pour chaque champ de vitesse PIV. En conséquence, chaque point du maillage n'a pas forcément de vitesse associée pour tous les pas de temps. La transformée de Fourier ne peut donc pas être appliquée directement aux données PIV pour estimer la matrice de densité spectrale croisée. Notons $\tilde{\mathbf{q}}_i$ le vecteur contenant les valeurs du champ de vitesse au $i^{\text{ème}}$ point du maillage, pour les instants $[t_1, t_2, \dots, t_K]$ auxquels les mesures de vitesses PIV ont été possibles. Les amplitudes spectrales $\alpha_i(f_m)$ sont estimées en utilisant la formule suivante :

$$\alpha_i(f_m) = \frac{\mathbf{a}_g^H(f_m) \tilde{\mathbf{q}}_i}{\mathbf{a}_g^H(f_m) \mathbf{a}_g(f_m)} \quad (\text{A.6})$$

avec $\mathbf{a}_g = [e^{j2\pi f_m t_1}, e^{j2\pi f_m t_2}, \dots, e^{j2\pi f_m t_K}]^\top$. Cette expression permet d'obtenir une estimation des amplitudes spectrales au sens des moindres carrés.

Une méthode d'estimation plus fine des amplitudes spectrales a aussi été utilisée. La procédure est basée sur l'approche IAA (*Iterative Adaptive Approach*) décrite par Stoica et al. [399]. Cette méthode itérative augmente le temps de calcul nécessaire à l'obtention des modes SPOD sans montrer de différences significatives par rapport aux modes SPOD calculés avec l'équation précédente. Les amplitudes spectrales ont donc finalement été obtenues avec l'estimation au sens des moindres carrés précédente. La méthode IAA intervient néanmoins dans le cadre de la procédure MIAA (*Missing Data IAA*), utilisée pour les moyennes de phase des champs de vitesse PIV (annexe B).

Annexe B

Procédure utilisée pour les moyennes de phase

Les moyennes de phase calculées dans cette thèse reposent sur la transformation de Hilbert du signal (Wlezien et Way [400], Perrin et al. [401], Ostermann et al. [402]). Cette méthode est relativement simple à mettre en oeuvre. Elle ne s'applique cependant qu'à des signaux dont les fluctuations ne font apparaître qu'une seule fréquence caractéristique.

B.1 Méthode basée sur la transformée d'Hilbert

La transformée de Hilbert $h(t)$ d'un signal réel $y(t)$ est définie par :

$$h(t) = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{y(\tau)}{\tau - t} d\tau \quad (\text{B.1})$$

La transformée de Hilbert d'un signal discret peut être calculée efficacement en utilisant la transformée de Fourier rapide du signal $\mathcal{F}(y)(\omega)$:

$$h(t) = \mathcal{F}^{-1}(\mathcal{F}(y)(\omega)(-j \cdot \text{signe}(\omega))) \quad (\text{B.2})$$

où ω représente la pulsation et j le nombre imaginaire. La transformée de Hilbert est utilisée pour calculer le signal analytique $y_a(t)$:

$$y_a(t) = y(t) + j \cdot h(t) \quad (\text{B.3})$$

L'enveloppe $A(t)$ et la phase instantanée $\phi(t)$ du signal $y(t)$ sont définies par :

$$\begin{aligned} A(t) &= |y_a(t)| \\ \phi(t) &= \arctan\left(\frac{h(t)}{y(t)}\right) \end{aligned} \quad (\text{B.4})$$

Pour un signal discret, la transformée de Hilbert permet donc d'associer à chaque pas de temps, une phase ($\phi(t) \in [0, 2\pi[$) et une enveloppe instantanée. Afin de réaliser une moyenne en phase du signal, l'intervalle $[0, 2\pi[$ est divisé en K segments S_i ($i = 1, \dots, K$) de même longueur $\Delta\phi = 2\pi/K$ et centrés sur une valeur ϕ_i :

$$S_i = \left[\phi_i - \frac{\Delta\phi}{2}, \phi_i + \frac{\Delta\phi}{2} \right] \quad \text{avec} \quad \phi_i = \frac{\Delta\phi}{2} + i\Delta\phi \quad (\text{B.5})$$

Chaque pas de temps t_n est finalement associé à un segment S_i en fonction de la valeur de la phase instantanée $\phi(t_n)$. Les valeurs de y associées à un même segment sont enfin moyennées pour obtenir les moyennes de phase du signal.

Dans cette thèse, le signal analytique est obtenu en utilisant les bibliothèques Scipy en python. Cette méthode n'étant efficace que pour des signaux monofréquentiels, un filtre passe bande est appliqué au signal original autour de la fréquence d'intérêt pour les moyennes de phase.

B.2 Cas particulier de la PIV en écoulement cavitant

Pour pouvoir obtenir les moyennes de phase d'un champ de vitesse PIV, les phases instantanées doivent être calculées à partir d'un signal de référence. De plus, la méthode générale suppose que les valeurs du signal y sont connues à chaque pas de temps, ce qui n'est pas le cas pour les acquisitions PIV en écoulement cavitant.

La première étape consiste à choisir un point du maillage PIV dont les vitesses seront utilisées comme référence pour calculer les phases instantanées du champ de vitesse. Ce point est choisi près du bord d'attaque, où les fluctuations de vitesses sont bien définies et le nombre de vecteurs manquants est limité (inférieur à 5% du nombre total d'acquisitions). Pour certains pas de temps, les vitesses PIV ne sont pas définies et il est donc impossible d'appliquer la transformée de Hilbert directement.

Un signal de référence reconstruit sur la totalité des pas de temps est obtenu en utilisant la méthode itérative MIAA (*Missing Data Iterative Adaptive Approach*) proposée par Stoica et al. [399]. Notons \mathbf{y}_g le vecteur contenant les valeurs de vitesse aux pas de temps connus. Dans un premier temps, les amplitudes spectrales $\boldsymbol{\alpha}(f_k)$ sont calculées à l'aide des relations suivantes :

$$\begin{aligned}\boldsymbol{\alpha}(f_k) &= \frac{\mathbf{a}_g^H(f_k)\mathbf{R}_g^{-1}\mathbf{y}_g}{\mathbf{a}_g^H(f_k)\mathbf{R}_g^{-1}\mathbf{a}_g(f_k)} \\ \mathbf{R}_g &= \sum_k |\boldsymbol{\alpha}(f_k)|^2 \mathbf{a}_g(f_k)\mathbf{a}_g^H(f_k)\end{aligned}\tag{B.6}$$

avec $\mathbf{a}_g(f_k) = [e^{j2\pi f_k t_1}, e^{j2\pi f_k t_2}, \dots, e^{j2\pi f_k t_N}]^T$ et $[t_1, t_2, \dots, t_N]$ les pas de temps du signal où les vitesses sont connues dans le signal original. La relation permettant de calculer les amplitudes $\boldsymbol{\alpha}(f_k)$ est non-linéaire et doit donc être résolue de façon itérative. La matrice \mathbf{R}_g peut être initialement choisie égale à la matrice identité, puis mise à jour avec les nouvelles valeurs des amplitudes spectrales. Environ quinze itérations sont nécessaires pour obtenir la convergence des amplitudes $\boldsymbol{\alpha}(f_k)$.

Les amplitudes spectrales $\boldsymbol{\alpha}(f_k)$ sont ensuite utilisées pour reconstruire le signal de référence aux pas de temps manquants. Notons $[\bar{t}_1, \bar{t}_2, \dots, \bar{t}_M]$, les M pas de temps où les valeurs des vitesses sont manquantes dans le signal original. Les valeurs des vitesses reconstruites aux pas de temps manquants \mathbf{y}_m sont calculées en utilisant les formules

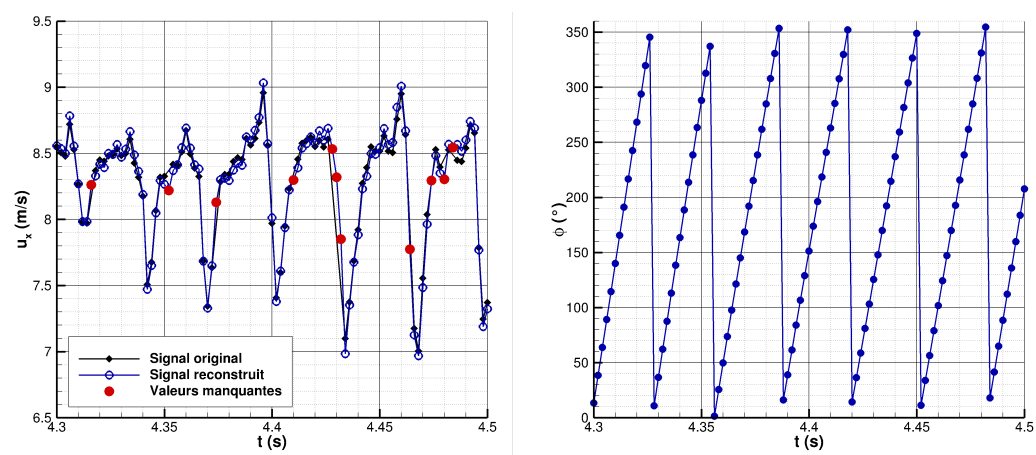
suivantes (Stoica et al. [399]) :

$$\mathbf{y}_m = \left(\sum_k \mathbf{h}_k \mathbf{h}_k^H \right)^{-1} \left[\sum_k \alpha(f_k) \mathbf{h}_k \right]$$

avec $\mathbf{h}_k^H = \frac{\mathbf{a}_m^H(f_k) \mathbf{R}_m^{-1}}{\mathbf{a}_m^H(f_k) \mathbf{R}_m^{-1} \mathbf{a}_m(f_k)}$, $\mathbf{R}_m = \sum_k |\alpha(f_k)|^2 \mathbf{a}_m(f_k) \mathbf{a}_m^H(f_k)$ (B.7)

et $\mathbf{a}_m(f_k) = \left[e^{j2\pi f_k \bar{t}_1}, e^{j2\pi f_k \bar{t}_2}, \dots, e^{j2\pi f_k \bar{t}_M} \right]^T$

La comparaison d'un signal de référence original issu de mesures PIV et du signal reconstruit à l'aide de la méthode MIAA est présentée en figure B.1a. Les cercles rouges représentent les valeurs des vitesses reconstruites aux pas de temps où les mesures PIV n'étaient pas disponibles dans le signal original.



(a) Exemple de reconstruction d'un signal où les valeurs des vitesses manquent pour certains pas de temps.

(b) Phases obtenues à chaque pas de temps

FIGURE B.1 – Exemple de reconstruction avec la méthode MIAA et valeurs des phases obtenues à l'aide de la transformée du Hilbert du signal filtré.

Les phases instantanées sont finalement estimées grâce à la transformée de Hilbert du signal de référence reconstruit (figure B.1b), et la procédure générale décrite précédemment est appliquée aux champs de vitesse PIV.

Annexe C

Modèle de transition

Le modèle LCTM (*Local Correlation-based Transition Model*) proposé par Menter et al. [321] est disponible dans le code ISIS-CFD. Ce modèle est combiné au modèle de turbulence $k - \omega$ SST et repose sur la résolution d'une équation différentielle pour la fonction d'intermittence de la turbulence γ :

$$\frac{\partial \rho \gamma}{\partial t} + \frac{\rho U_i \gamma}{\partial x_i} = P_\gamma - E_\gamma + \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\gamma} \right) \frac{\partial \gamma}{\partial x_i} \right) \quad (\text{C.1})$$

où ρ représente la masse volumique, μ et μ_t sont respectivement les viscosités dynamique et turbulente et $\sigma_\gamma = 1.0$. Le terme de destruction est similaire à celui utilisé dans le modèle de transition $\gamma - \text{Re}_\theta$:

$$E_\gamma = c_{a2} \rho \Omega \gamma F_{\text{turb}} (c_{e2} \gamma - 1) \quad (\text{C.2})$$

avec Ω la valeur absolue du taux de vorticité, $c_{a2} = 0.06$ et $c_{e2} = 50.0$. La fonction F_{turb} dépend du nombre de Reynolds de la turbulence $\text{R}_T = \rho k / (\mu \omega)$, et s'écrit :

$$F_{\text{turb}} = e^{(-\frac{\text{R}_T}{2})^4} \quad (\text{C.3})$$

Les différences majeures du modèle LCTM par rapport au modèle $\gamma - \text{Re}_\theta$ se trouvent dans le terme de production :

$$P_\gamma = F_{\text{length}} \rho S \gamma (1 - \gamma) F_{\text{onset}} \quad (\text{C.4})$$

Dans l'expression précédente, $F_{\text{length}} = 100$, S est l'amplitude du taux de déformation et F_{onset} est une fonction contrôlant l'intensité du terme de production. Cette fonction est définie par :

$$F_{\text{onset}} = \max(F_{\text{onset}2} - F_{\text{onset}3}, 0) \quad (\text{C.5})$$

avec

$$F_{\text{onset}3} = \max \left(1 - \left(\frac{\text{R}_T}{3.5} \right)^3, 0 \right) \quad F_{\text{onset}2} = \min(F_{\text{onset}1}, 2.0) \quad (\text{C.6})$$
$$F_{\text{onset}1} = \frac{\text{Re}_V}{2.2 \text{Re}_{\theta c}} \quad \text{Re}_V = \frac{\rho d_w^2 S}{\mu}$$

où d_w est la distance à la paroi. Le nombre de Reynolds critique $Re_{\theta c}$ est obtenu à l'aide d'une formule algébrique basée sur des corrélations expérimentales :

$$Re_{\theta c}(Tu_L, \lambda_{\theta L}) = 100.0 + 1000.0e^{-Tu_L F_{PG}(\lambda_{\theta L})} \quad (C.7)$$

La quantité Tu_L est calculée à partir des quantités locales par :

$$Tu_L = \min \left(100 \frac{\sqrt{2k/3}}{\omega d_w}, 100 \right) \quad (C.8)$$

Grâce à la fonction $F_{PG}(\lambda_{\theta L})$ le modèle de transition est sensible à la valeur du gradient de pression dans le sens de l'écoulement. La valeur de cette fonction purement empirique dépend de la valeur du paramètre du gradient de pression :

$$\lambda_{\theta L} = -7.57 \cdot 10^{-3} \frac{dV}{dy} \frac{d_w^2}{\nu} + 0.0128 \quad (C.9)$$

avec $\frac{dV}{dy} = \nabla(\mathbf{n} \cdot \mathbf{V}) \cdot \mathbf{n}$, V étant la vitesse normale à la paroi. La fonction F_{PG} est définie par l'expression :

$$F_{PG}(\lambda_{\theta L}) = \begin{cases} \min(1 + 14.68\lambda_{\theta L}, 1.5) & \text{si } \lambda_{\theta L} \leq 0 \\ \min(1 - 7.34\lambda_{\theta L}, 3.0) & \text{si } \lambda_{\theta L} > 0 \end{cases}$$

Un limiteur est aussi utilisé pour restreindre la fonction F_{PG} à des valeurs positives : $F_{PG} \leftarrow \max(F_{PG}, 0)$. La fonction d'intermittence est utilisée pour modifier les termes de production et de destruction du modèle $k - \omega$ SST :

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho k}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho U_i k) &= \tilde{P}_k + P_k^{\text{lim}} - \tilde{D}_k + \frac{\partial}{\partial x_i} \left((\mu + \sigma_k \mu_t) \frac{\partial k}{\partial t} \right) \\ \frac{\partial \rho \omega}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho U_i \omega) &= \alpha \frac{P_k}{\nu_t} - D_\omega + C d_w + \frac{\partial}{\partial x_i} \left((\mu + \sigma_\omega \mu_t) \frac{\partial \omega}{\partial t} \right) \end{aligned} \quad (C.10)$$

avec

$$\tilde{P}_k = \gamma P_k \quad \text{et} \quad \tilde{D}_k = \max(\gamma, 0.1) \cdot D_k \quad (C.11)$$

Le terme de production supplémentaire P_k^{lim} permet d'assurer la transition dans le cas de faibles valeurs de l'intensité turbulente. Il est construit empiriquement avec les relations :

$$\begin{aligned} P_k^{\text{lim}} &= 5 \max(\gamma - 0.2, 0) (1 - \gamma) F_{\text{on}}^{\text{lim}} \max(3 - \mu_t, 0) S \Omega \\ F_{\text{on}}^{\text{lim}} &= \min \left(\max \left(\frac{Re_V}{2200} - 1, 0 \right), 3.0 \right) \end{aligned} \quad (C.12)$$

Titre : Etude numérique et expérimentale des écoulements autour d'un profil flexible, incluant le régime cavitant

Mots clés : interaction fluide-structure, cavitation, expérimental, approche modale

Résumé : Cette thèse vise à étudier l'interaction fluide-structure d'un NACA 0015 flexible et homogène, pour différentes conditions d'écoulement incluant des régimes cavitants. Le travail de recherche s'appuie sur une approche expérimentale et numérique, profitant des moyens d'essais du tunnel de cavitation de l'IRENav et du code numérique ISIS-CFD développé au LHEEA. L'étude expérimentale présente des mesures de télémétrie, de vibrométrie et de PIV, permettant de confronter les prédictions de l'outil numérique aux essais. L'approche numérique repose sur un couplage fort entre un solveur fluide URANS et une décomposition modale des déformations de la structure.

Les expériences montrent que les effets de masse et raideur ajoutées influencent les fréquences et amplitudes de vibrations du profil en écoulement cavitant, notamment pour des régimes avec détachement de nuage de vapeur pour lesquels existe un phénomène d'accrochage fréquentiel. Lorsque la réponse hydrodynamique du profil est dominée par la dynamique des poches de cavitation, le modèle numérique employé permet bien de retrouver les fréquences et amplitudes de vibration du profil.

Title : Experimental and numerical study of several flows around a flexible hydrofoil, including cavitating conditions

Keywords : fluid-structure interaction, cavitation, experimental, modal approach

Abstract : This thesis aims to study the fluid-structure interaction of a flexible and homogeneous NACA 0015, for different flow conditions including cavitating conditions. The research work is based on an experimental and numerical approach, taking advantage of the IRENav cavitation tunnel test facilities and the ISIS-CFD CFD code developed at LHEEA. The experimental study presents telemetry, vibrometry and PIV measurements, allowing the validation of the CFD predictions. The numerical approach is based on a strong coupling between an URANS solver and a modal decomposition of the structure problem.

The experiments show that the effects of added mass and stiffness influence the frequencies and amplitudes of vibrations of the profile in cavitating flow, especially for cloud cavitation conditions where frequency locking phenomenon might appear. When the hydroelastic response of the foil is imposed by the dynamics of the cavitation, the numerical model is able to predict the frequencies and the amplitudes of the vibrations.

