HAL
open science

Étude expérimentale du comportement hydroélastique d'une structure flexible pour différents régimes d'écoulement

Alexandra Lelong

To cite this version:

Alexandra Lelong. Étude expérimentale du comportement hydroélastique d'une structure flexible pour différents régimes d'écoulement. Mécanique des fluides [physics.class-ph]. Université de Bretagne Occidentale (UBO), Brest, 2016. Français. NNT : . tel-01368074v1

HAL Id: tel-01368074

https://theses.hal.science/tel-01368074v1

Submitted on 19 Sep 2016 (v1), last revised 21 Oct 2016 (v2)

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.

Distributed under a Creative Commons Attribution - NonCommercial - NoDerivatives 4.0 International License

université de bretagne occidentale

UNIVERSITE BRETAGNE LOIRE

THÈSE / UNIVERSITÉ DE BRETAGNE OCCIDENTALE

sous le sceau de l'Université Bretagne Loire

pour obtenir le titre de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE BRETAGNE OCCIDENTALE

Génie Mécanique, Mécanique des fluides et énergétique

École Doctorale des sciences de la Mer

présentée par

Alexandra Lelong

Institut de Recherche de l'Ecole Navale

Etude expérimentale du comportement hydroélastique d'une structure flexible pour différents régimes d'écoulement

Thèse soutenue le 20 juillet 2016

devant le jury composé de :

Jacques-André Astolfi
Maître de Conférence HDR, IRENav / *directeur de thèse*

Pascal Casari
Professeur des Universités, Université de Nantes / *président du jury*

Jean-François Deü
Professeur des Universités, CNAM / *examinateur*

Olivier Doaré
Professeur ENSTA / *rapporteur*

Sofiane Khelladi
Professeur des Universités, ENSAM / *rapporteur*

Stéphane Sire
Maître de Conférence HDR, UBO / *examinateur*

Thèse

présentée à

l'Université de Bretagne Occidentale

pour obtenir le titre de

Docteur de l'Université de Bretagne Occidentale

Mention ***Génie Mécanique : mécanique des fluides et énergétique***

par

Alexandra Lelong

Etude du comportement hydroélastique d'une structure flexible pour différents régimes d'écoulement

---

soutenue le 20 juillet 2016 devant la commission d'examen :

J.-A. Astolfi	Directeur
P. Casari	Président du jury
J.-F. Deü	Examinateur
O. Doaré	Rapporteur
S. Khelladi	Rapporteur
S. Sire	Examinateur

Remerciements

Je voudrais dans un premier temps remercier Jacques-André Astolfi de m'avoir proposé ce sujet de thèse et encadrée pendant près de quatre ans. Merci à l'École Navale et l'IRENav de m'avoir accueillie dans des conditions plus que favorables à la réalisation de cette thèse.

Merci également à Olivier Doaré et Sophiane Khelladi d'avoir accepté de rapporter cette thèse, et à Pascal Casari, Jean-François Deü et François Sire pour avoir participer au jury.

Un grand merci à toute l'équipe du labo, anciens et moins anciens : Georges, Joseph (x2), Jean-Charles, Laurent, Matthieu, Rozenn, Rémy, Abdel, Sophie et tous les autres que je ne nommerai pas ici parce que ce chapitre ne dois pas être le plus long de ma thèse.

À Christine, Magalie, Marie et aux Stéphane de nous simplifier les taches administratives, et pour votre sourire quotidien.

À l'équipe du SCEFER qui sait tout faire, et en particulier Alain et Jean-Michel, pour leur réactivité, leur efficacité et toute l'aide apportée pour les montages des expériences.

À Thomas, pour sa relecture précise de ce manuscrit, sa connaissance des règles sur les particules et parce qu'enseigner avec toi était un plaisir chaque année renouvelé.

À Phil, Mike et Tintin pour avoir accepté de voyage avec Titine, pour les tours en bateau et les pique-niques sur l'eau.

À Gaëlle pour avoir su me changer les idées et pour ses conseils en couture !

À Pierre pour ses conversations toujours intéressantes, sa gentillesse et les fous rires.

À Pierre-Luc et Lamia, qui êtes partis trop tôt, mais je vous aime bien quand même : PL j'aurai toujours un dinosaurus pour toi, Lamia ce n'était pas pareil sans toi ici.

À Ju, mon co-bureau chéri, pour ~~m'avoir supportée~~ tout, mais surtout pour ses craquages musicaux du vendredi (voire même avant, mais ça ne présageait rien de bon), et à Christophe qui ne suggérait rien de bon dans ces moments là.

À ma famille qui m'a soutenue de loin, qui a supporté mes râleries de plus en plus nombreuses jusqu'à la soutenance.

À mon homme que j'aime et qui était toujours là pour moi.

Table des matières

Table des matières **iv**

Liste des figures **vii**

Nomenclature **xvii**

Introduction **1**

1 Étude bibliographique **5**

1.1 Interactions fluide-structure (IFS) 6

1.1.1 Introduction aux IFS 6

1.1.2 Profils Flexibles 7

1.2 Profils oscillants 9

1.3 Cavitation 12

1.4 Vibrations 18

1.4.1 *Vortex-Induced Vibrations* 18

1.4.2 *Transition-Induced Vibrations* 20

1.4.3 *Cavity-Induced Vibrations* 22

1.5 Masse ajoutée 23

1.5.1 Présentation 23

1.5.2 Calcul de la masse ajoutée 26

1.6 Simulations numériques à l'Université du Michigan 28

1.7 Conclusion 30

2 Dispositifs et protocoles expérimentaux **31**

2.1 Profils étudiés 32

2.1.1 Montage à faible encastrement 33

2.1.2 Montage à fort encastrement 33

2.2 Tunnel de cavitation 35

2.3 Mise en mouvement du profil 37

2.4 Mesure du chargement hydrodynamique 38

2.4.1 Balance hydrodynamique 38

2.4.2 Post-traitement 39
2.5 Mesure de contraintes 42
2.6 Mesure des déformées statiques 44
2.7 Mesure du champ de vitesse 46
2.8 Mesure vibratoire 48
2.8.1 Dispositif expérimental 48
2.8.2 Analyse des images de cavitation de la caméra rapide 50
2.8.3 Fréquences et modes propres des profils 53
2.9 Validation du modèle poutre 55
2.10 Masse ajoutée 58
2.10.1 Masses modales 59
2.10.2 Plaque plane 62
2.10.3 Profils NACA 0015 64
2.11 Mesure de l'amortissement des profils 65
2.11.1 Décrément logarithmique 66
2.11.2 Bande à -3 dB 68
2.12 Évolution des fréquences avec le niveau d'eau 70
2.13 Bilan 72

3 Résultats en écoulement sub-cavitant 73
3.1 Hypothèses de travail 74
3.1.1 Modèle poutre 74
3.1.2 Comparaison des encastrements 75
3.2 Évolution du comportement des profils à incidence croissante 77
3.2.1 Chargement hydrodynamique des profils 77
3.2.2 Champs de vitesse 84
3.2.3 Mesures des déformées statiques 89
3.2.4 Mesure des contraintes du profil POM_c 92
3.2.5 Analyse vibratoire 94
3.3 Évolution du comportement des profils à vitesse croissante 98
3.3.1 Évolution des déformées statiques 98
3.3.2 Analyse vibratoire 100
3.3.3 Instabilités 105
3.3.4 Cas particulier $\alpha = 17°$ 105
3.4 Comparaison aux résultats numériques 108
3.4.1 Déformations statiques 108
3.4.2 Analyse vibratoire 110
3.5 Mesures dynamiques 114
3.6 Bilan 119

4 Résultats en écoulement cavitant **121**
4.1 Mesures de contraintes . . . 122
4.2 Analyse vibratoire . . . 125
4.2.1 Profil POM_c . . . 125
4.2.2 Profil inox . . . 132
4.3 Analyse et discussion . . . 138
4.3.1 Comparaison du comportement des profils . . . 138
4.3.2 Masse ajoutée . . . 139
4.3.3 Formes modales . . . 142
4.3.4 Évolution des fréquences de poche dans le temps . . . 144
4.4 Déformées statiques . . . 146
4.5 Bilan . . . 148

Conclusion **149**

A Montage du profil NACA 0015 en POM à faible encastrement **153**
A.1 Montage définitif . . . 153
A.2 Premier montage . . . 154

B Formes modales des profils soumis à des impulsions **155**

C Déformées statiques du profil POM_c **159**
C.1 Flèche . . . 159
C.2 Torsion . . . 160

D Réponse vibratoire des profils en écoulement subcavitant **163**
D.1 Profil en acier inoxydable . . . 163
D.2 Profil POM_c . . . 165
D.2.1 Spectres moyennés sur deux points . . . 165
D.2.2 Spectres moyennés sur la surface complète du profil . . . 167
D.3 Profil POM_b . . . 168

E Évolution du comportement dynamique du profil **171**

F Signaux temporels associés aux images de la caméra rapide **181**
F.1 Profil en acier inoxydable . . . 181
F.2 Profil POM_c . . . 184
F.2.1 $\alpha = 8°$ . . . 184
F.2.2 $\alpha = 10°$ . . . 187

Bibliographie **195**

Table des figures

1 Exemple de profil flexible en écoulement cavitant 1

1.1 Couplages mis en évidence entre un fluide et un solide par de Langre [36]. L'effet du fluide est modélisé en bleu : en fonction des grandeurs caractéristiques de l'écoulement, il peut être modélisé par un amortissement, une raideur ou une masse ajoutés au solide. Ce cas est développé au chapitre 1.5. 7

1.2 Mouvement combiné de tangage et pilonnement, par Pedro et al. [85] 10

1.3 Champs de vorticité derrière un profil en tangage et pilonnement, Re = 1100, par Guglielmini et Blondeaux [57] 10

1.4 Diagramme de phase de l'eau 12

1.5 Condition d'apparition de la cavitation et hystérésis avec sa disparition . . . 13

1.6 Types de cavitation 14

1.7 Carte de cavitation d'un profil NACA 0015, d'après [8] 15

1.8 Évolution du volume de vapeur observé au-dessus du profil, d'après Coutier-Delgosha et al. [30] 16

1.9 Modes des vortex observés dans le sillage d'un cylindre 19

1.10 Évolution du facteur de perte total η_T en fonction de la vitesse d'écoulement d'après Reese [91] 21

1.11 Transition d'un écoulement laminaire vers un écoulement turbulent autour d'un cylindre 22

1.12 Modélisation à deux degrés de liberté d'un profil NACA 0015 29

2.1 Profil étudié (NACA 0015) 32

2.2 Profils étudiés avec montage à faible encastrement 33

2.3 Coupe du montage à fort encastrement 34

2.4 Profil en POM utilisé pour les mesures de contraintes 34

2.5 Montage des jauges de contraintes 35

2.6 Tunnel de cavitation de l'IRENav 35

2.7 Inclinaison du fond de la veine d'essai 36

2.8 Position du profil par rapport à l'entrée de veine 36

2.9 Balance hydrodynamique dans son support (gris) et moteur pas-à-pas (noir) en place derrière la veine d'essai 37

2.10 Balance hydrodynamique (Figure par JB Marchand) 38

2.11 Repères dans le tunnel de cavitation 38
2.12 Exemple de courbes obtenues grâce à la balance hydrodynamique (profil Inox, 5 $m.s^{-1}$) 39
2.13 Résumé du traitement des données de la balance 41
2.14 Axes des jauges de contraintes du profil en POM 42
2.15 Exemple de courbes obtenues via les jauges de contraintes (profil POM_c, 5 $m.s^{-1}$) 42
2.16 Mouvement de tangage sinusoïdal ($\dot{\alpha}^* = 0{,}6$) 44
2.17 Mesure de la déformée d'un profil par un télémètre 44
2.18 Mire placée dans la veine d'essai du tunnel de cavitation 45
2.19 Calibration du télémètre 45
2.20 Exemple de données obtenues grâce au télémètre laser 46
2.21 Dispositif de mesures par PIV 47
2.22 Profils extraits des mesures PIV 47
2.23 Exemple de champ de vitesse (profil POM_c, 5 $m.s^{-1}$, $\alpha = 8°$) 48
2.24 Dispositif pour mesures vibratoires 49
2.25 Reconstruction de la forme modale du profil par l'utilisation d'un vibromètre de référence (profil POM_c, en eau avec pot vibrant) 49
2.26 Points de mesure 50
2.27 Spectres du profil POM_c pour $\alpha = 8°$ et $U = 6$ $m.s^{-1}$ moyennés sur deux points ou sur toute la surface du profil (ces spectres sont issus de la même mesure) 50
2.28 Post-traitement des images de la caméra rapide dans le cas d'écoulement cavitant ($\sigma = 1{,}86$). La ligne blanche sur les figures 2.28(a) et 2.28(b) a été ajoutée manuellement pour plus de lisibilité et marque le bord de fuite du profil. . . 52
2.29 Spectres des profils en acier inoxydable et POM_c en réponse à une impulsion en air 53
2.30 Spectres des profils en acier inoxydable et POM_c en réponse à une impulsion en eau 53
2.31 Formes modales mesurées en eau pour le profil POM_c en réponse à une impulsion et correspondant aux modes (a) 1 (b) 2 et (c) 3 54
2.32 Forme modale de la flexion 56
2.33 Forme modale de la torsion 57
2.34 Variables liées au mouvement dû aux vibrations 57
2.35 Comparaison des valeurs de flexion (a) et de l'angle de torsion (b) avec la théorie des poutres 58
2.36 Moment quadratique de flexion I_{Ox} d'une section de NACA 0015 dont le centre de rotation O est au quart de corde en fonction de l'incidence 61
2.37 Dispositif expérimental des mesures de vibrations d'une plaque plane soumise à une impulsion 62
2.38 Spectres de la plaque plane en réponse à une impulsion, en air et en eau . . . 63

2.39 Définition des sections pour le calcul de la masse ajoutée. La flèche ↕ indique la direction du mouvement 64
2.40 Méthode du décrément logarithmique pour déterminer le taux d'amortissement 66
2.41 Comparaison des enveloppes adimensionnées pour les profils en POM (rouge) et en acier inoxydable (bleu), en air (trait plein) et en eau (trait pointillé) . . 68
2.42 Détermination de l'amortissement par la méthode de la largeur à -3dB . . . 69
2.43 Définition de la hauteur d'eau h et de la profondeur du profil d 70
2.44 Évolution des fréquences propres du profil inox en fonction du niveau d'eau dans la veine 71
2.45 Évolution des fréquences propres des profils POM$_c$ et inox avec la profondeur d'eau adimensionnée 71
2.46 Évolution des fréquences propres d'une plaque plane en fonction de la profondeur d'eau adimensionnée par Lindholm et al. [72] 72

3.1 Formes modales du profil POM$_c$ en écoulement, $\alpha = 8°$ et $U = 3, 6, 9\ m.s^{-1}$, comparées à la théorie des poutres 74
3.2 Réponse vibratoire moyennée sur toute la surface du profil POM$_c$ en écoulement, $\alpha = 8°$ 75
3.3 Réponse vibratoire des profils POM$_c$ et POM$_b$, $\alpha = 8°$ et $U = 6\ m.s^{-1}$ . . . 76
3.4 Formes modales des profils POM$_c$ et POM$_b$ en écoulement, $\alpha = 8°$ et $U = 6\ m.s^{-1}$, comparées à la théorie des poutres 76
3.5 Coefficient de traînée C_d expérimental du profil en acier inoxydable, avec et sans rugosités de bord d'attaque (par J.B. Marchand), en fonction de l'incidence α à $U = 5\ m.s^{-1}$. Les barres d'erreur correspondent à l'incertitude sur les mesures, les flèches indiquent le sens de parcours de la boucle d'hystérésis 77
3.6 Coefficient de portance C_l expérimental du profil en acier inoxydable, avec et sans rugosités de bord d'attaque (par J.B. Marchand), en fonction de l'incidence α à $U = 5\ m.s^{-1}$. Les barres d'erreur correspondent à l'incertitude sur les mesures, les flèches indiquent le sens de parcours de la boucle d'hystérésis 78
3.7 Comparaison du coefficient de portance C_l du profil en acier inoxydable avec rugosités et de la droite $2\pi\alpha$ 79
3.8 Coefficient de moment C_m expérimental du profil en acier inoxydable, avec et sans rugosités de bord d'attaque (par J.B. Marchand), en fonction de l'incidence α à $U = 5\ m.s^{-1}$. Les barres d'erreur correspondent à l'incertitude sur les mesures 79
3.9 Coefficient de traînée C_d expérimental du profil en acier inoxydable en fonction de l'incidence α avec $U = 10\ m.s^{-1}$ 80
3.10 Coefficient de portance C_l expérimental du profil en acier inoxydable en fonction de l'incidence α avec $U = 10\ m.s^{-1}$ 80
3.11 Coefficient de traînée C_d expérimental du profil POM$_b$ en fonction de l'incidence α avec $U = 5\ m.s^{-1}$ 81
3.12 Coefficient de portance C_l expérimental du profil POM$_b$ en fonction de l'incidence α avec $U = 5\ m.s^{-1}$ 81

3.13 Coefficient de moment C_m expérimental du profil POM$_b$ en fonction de l'incidence α avec $U = 5\ m.s^{-1}$ 82
3.14 Comparaison des coefficients expérimentaux 83
3.15 Comparaison de la finesse en fonction de l'incidence pour chaque profil . . . 83
3.16 Extrait du champ de vitesse autour du profil POM$_c$ ($\alpha = 6°$) 84
3.17 Extrait du champ de vitesse autour du profil POM$_c$ ($\alpha = 14°$) 85
3.18 Comparaison de l'intégrande de C_d des profils pour $\alpha = 8°$ (Équation 3.2) . . 86
3.19 Comparaison des coefficients de traînée (Équation 3.2) des profils en fonction de l'incidence 86
3.20 Profil de vitesse normalisée en amont des profils en acier inoxydable et en POM (*Inlet*) 87
3.21 Profil de vitesse normalisée en aval des profils en acier inoxydable et en POM (*Outlet*) 88
3.22 Déformées statiques (torsion) du profil POM$_c$ en écoulement, $U = 5\ m.s^{-1}$. 89
3.23 Déformées statiques (flèche) du profil POM$_c$ en écoulement, $U = 5\ m.s^{-1}$ . . 90
3.24 Comparaison des flèches adimensionnées expérimentales et théoriques, obtenues pour une poutre soumise à un effort uniformément réparti, $U = 5\ m.s^{-1}$ 90
3.25 Comparaison de la flèche du profil POM$_c$ en écoulement et de la flèche théorique obtenue pour une poutre soumise à un effort uniformément réparti, $U = 5\ m.s^{-1}$ 91
3.26 Déformations ε_i mesurées sur le profil POM$_c$ 92
3.27 Déformations principales du profil POM$_c$ 93
3.28 Contraintes principales et contraintes de von Mises du profil POM$_c$ 93
3.29 Contrainte de von Mises en fonction de la portance 94
3.30 FFT d'un signal de la balance du profil POM$_b$, $\alpha = 8°$ et $U = 5\ m.s^{-1}$ (Re $= 5.10^5$) 94
3.31 Réponse vibratoire du profil inox en écoulement, $U = 6\ m.s^{-1}$ 95
3.32 Évolution des fréquences des deux premiers modes du profil en acier inoxydable en fonction de l'angle d'attaque 96
3.33 Réponse vibratoire du profil POM$_c$ en écoulement, $U = 6\ m.s^{-1}$ (Re $= 6.10^5$) 96
3.34 Évolution des fréquences des deux premiers modes du profil POM$_c$ en fonction de l'angle d'attaque 97
3.35 Déformées statiques (torsion) du profil POM$_c$ en écoulement, $\alpha = 8°$ 98
3.36 Déformées statiques (flèche) du profil POM$_c$ en écoulement, $\alpha = 8°$ 98
3.37 Comparaison de la flèche du profil POM$_c$ en écoulement et de la flèche théorique obtenue pour une poutre soumise à un effort uniformément réparti, $\alpha = 8°$ 99
3.38 Comparaison des flèches normalisées expérimentales et de la flèche théorique obtenue pour une poutre soumise à un effort uniformément réparti, $\alpha = 8°$. 100
3.39 Évolution de la flèche du profil POM$_c$ avec la portance pour $\alpha = 8°$ 100
3.40 Réponse vibratoire du profil POM$_c$ en écoulement, $\alpha = 8°$ 101

3.41 Évolution des fréquences des deux premiers modes du profil POM_c en fonction de la vitesse de l'écoulement 101
3.42 Réponse vibratoire du profil POM_c en écoulement, $\alpha = 4°$ 103
3.43 Évolution de la puissance des vibrations du profil POM_c entre 0 et 500 Hz en fonction de la vitesse de l'écoulement ou de l'incidence 103
3.44 Comparaison de la puissance des vibrations des profils POM_c et inox entre 0 et 500 Hz 104
3.45 Évolution de la densité de puissance des pics de flexion et de torsion du profil POM_c en fonction de la vitesse de l'écoulement 104
3.46 Réponse vibratoire des profils à un écoulement, avec $\alpha = 17°$ 106
3.47 Évolution des fréquences f_0 et f_1 des profils inox et POM_c avec $\alpha = 17°$ . . . 107
3.48 Comparaison des fréquences de détachement tourbillonnaire des profils inox et POM_c avec $\alpha = 17°$ 108
3.49 Comparaison des champs de vorticité numériques normalisés autour des profils inox et POM ($\text{Re} = 6.10^5$) 109
3.50 Champs de vorticité expérimentaux autour du profil POM_c ($\text{Re} = 5.10^5$) . . 110
3.51 Comparaison des spectres expérimentaux et numériques du profil POM_c avec $\alpha = 2,8°$ et $U = 6\ m.s^{-1}$ ($\text{Re} = 6.10^5$) 111
3.52 Évolution des fréquences $f_{1,num}$ et $f_{2,num}$ issues des simulations numériques pour une incidence variant de 2° à 20° et une vitesse d'écoulement $U = 6\ m.s^{-1}$ ($\text{Re} = 6.10^5$) 111
3.53 Évolution des facteurs de perte théoriques [18], expérimentaux et numériques des modes de flexion et de torsion pour $U = 6\ m.s^{-1}$ 112
3.54 Comparaison des spectres expérimentaux et numériques du profil POM_c avec $\alpha = 8°$ et $U = 4,6\ m.s^{-1}$ ($\text{Re} = 4.10^5$ et $\text{Re} = 6.10^5$) 113
3.55 Évolution des fréquences $f_{1,num}$ et $f_{2,num}$ issues des simulations numériques pour une incidence de 8° et une vitesse variant de 4 à 12 $m.s^{-1}$ ($\text{Re} = 4.10^5$ à $1{,}2.10^6$) 113
3.56 Évolution du facteur de perte η des modes de flexion et de torsion du profil en POM pour $\alpha = 8°$ 114
3.57 Définition de l'incidence effective du profil 115
3.58 Zoom sur le signal temporel de ε_1 dans la configuration C3 116
3.59 Signaux temporels des jauges de contraintes du profil POM_c dans les configurations telles que $\alpha_{max} = 5°$ (C1, C4 et C7) 117
3.60 Influence de la non simultanéité des mesures 118

4.1 Déformations moyennes mesurées sur le profil POM_c en fonction du nombre de cavitation. Les barres verticales représentent l'écart type 122
4.2 Déformations principales moyennes en fonction du nombre de cavitation. Les barres verticales représentent l'écart type 123
4.3 Contraintes principales moyennes en fonction du nombre de cavitation. Les barres verticales représentent l'écart type 123

4.4 Contraintes de Von Mises moyennes en fonction du nombre de cavitation. Les barres verticales représentent l'écart type 124
4.5 Évolution temporelle de la contrainte de Von Mises en écoulement cavitant . 124
4.6 Réponse vibratoire du profil POM$_c$ en écoulement cavitant, $U = 5\ m.s^{-1}$ . . 125
4.7 Spectres du profil POM$_c$ en écoulement cavitant, $\alpha = 8°$ et $U = 6\ m.s^{-1}$ . . 126
4.8 Spectres de vibration du profil POM$_c$ pour différents σ, $\alpha = 10°$ et $U = 6\ m.s^{-1}$ 130
4.9 Spectres de vibration du profil en inox en écoulement cavitant, $\alpha = 8°$ et $U = 6\ m.s^{-1}$ 133
4.10 Transformées de Fourier des signaux temporels de la dynamique de poche de cavitation pour $\sigma = 1{,}36$ 136
4.11 Périodes principale et secondaire d'évolution de la poche avec $\sigma = 1{,}08$ . . . 137
4.12 Évolution du pic de flexion du profil inox en écoulement cavitant 137
4.13 Évolution des fréquences propres de flexion f_1 des profils et de la fréquence d'oscillation f_0 de la poche en écoulement cavitant 138
4.14 Évolution des fréquences d'oscillation de la poche de cavitation des profils inox et POM 139
4.15 Décomposition de la poche en régions de différentes masses volumiques par La Torre [33] 140
4.16 Détermination de la masse volumique de la poche de cavitation 141
4.17 Évolution des coefficients de masse des profils inox et POM$_c$ en fonction de la longueur de poche de cavitation et comparaison avec la théorie 142
4.18 Évolution de la masse ajoutée en fonction de la longueur de poche de cavitation, comparaison des valeurs expérimentales et théoriques 142
4.19 Formes modales du profil POM$_c$ en écoulement cavitant 143
4.20 Torsion en écoulement cavitant 143
4.21 Ligne nodale du mode de torsion 144
4.22 Spectrogrammes issus de mesures du vibromètre sur le profil inox pour des fréquences variant de 0 à 50 Hz 145
4.23 Spectrogrammes issus des images de la caméra rapide pour le profil inox pour des fréquences variant de 0 à 50 Hz 145
4.24 Spectrogrammes issus de mesures du vibromètre sur le profil inox pour des fréquences variant de 80 à 150 Hz 146
4.25 Spectrogrammes issus des images de la caméra rapide pour le profil POM$_c$ ($\alpha = 8°$) pour des fréquences variant de 0 à 50 Hz 146
4.26 Données brutes issues des mesures par télémètre pour une section située à $\simeq$74% d'envergure en écoulement cavitant 147

A.1 Plan du profil en POM à faible encastrement 153
A.2 Plan du profil en POM à faible encastrement 154

C.1 Déformées statiques (flèche) du profil POM$_c$ en écoulement, $\alpha = 2°$ 159
C.2 Déformées statiques (flèche) du profil POM$_c$ en écoulement, $\alpha = 4°$ 159

C.3 Déformées statiques (flèche) du profil POM_c en écoulement, $\alpha = 6°$ 160
C.4 Déformées statiques (flèche) du profil POM_c en écoulement, $\alpha = 8°$ 160
C.5 Déformées statiques (torsion) du profil POM_c en écoulement, $\alpha = 2°$ 160
C.6 Déformées statiques (torsion) du profil POM_c en écoulement, $\alpha = 4°$ 161
C.7 Déformées statiques (torsion) du profil POM_c en écoulement, $\alpha = 6°$ 161
C.8 Déformées statiques (torsion) du profil POM_c en écoulement, $\alpha = 8°$ 161

D.1 Réponse vibratoire du profil inox en écoulement, $\alpha = 0°$ 163
D.2 Réponse vibratoire du profil inox en écoulement, $\alpha = 2°$ 164
D.3 Réponse vibratoire du profil inox en écoulement, $\alpha = 4°$ 164
D.4 Réponse vibratoire du profil inox en écoulement, $\alpha = 6°$ 164
D.5 Réponse vibratoire du profil inox en écoulement, $\alpha = 8°$ 165
D.6 Réponse vibratoire du profil POM_c en écoulement, $\alpha = 0°$ 165
D.7 Réponse vibratoire du profil POM_c en écoulement, $\alpha = 2°$ 166
D.8 Réponse vibratoire du profil POM_c en écoulement, $\alpha = 4°$ 166
D.9 Réponse vibratoire du profil POM_c en écoulement, $\alpha = 6°$ 166
D.10 Réponse vibratoire du profil POM_c en écoulement, $\alpha = 8°$ 167
D.11 Réponse vibratoire du profil POM_c en écoulement, $\alpha = 8°$ 167
D.12 Réponse vibratoire du profil POM_b en écoulement, $\alpha = 0°$ 168
D.13 Réponse vibratoire du profil POM_b en écoulement, $\alpha = 4°$ 168
D.14 Réponse vibratoire du profil POM_b en écoulement, $\alpha = 6°$ 169
D.15 Réponse vibratoire du profil POM_b en écoulement, $\alpha = 8°$ 169

E.1 Déformations ε_i mesurées dans les configurations telles que $\alpha_{max} = 5°$ . . . 172
E.2 Déformations ε_i mesurées dans les configurations telles que $\alpha_{max} = 10°$ . . 173
E.3 Déformations ε_i mesurées dans les configurations telles que $\alpha_{max} = 15°$ . . 174
E.4 Déformations principales $\varepsilon_{I,II}$ mesurées dans les configurations telles que $\alpha_{max} = 5°$ 175
E.5 Déformations principales $\varepsilon_{I,II}$ mesurées dans les configurations telles que $\alpha_{max} = 10°$ 176
E.6 Déformations principales $\varepsilon_{I,II}$ mesurées dans les configurations telles que $\alpha_{max} = 15°$ 177
E.7 Contraintes principales $\sigma_{I,II}$ et contraintes de von Mises σ_{VM} mesurées dans les configurations telles que $\alpha_{max} = 5°$ 178
E.8 Contraintes principales $\sigma_{I,II}$ et contraintes de von Mises σ_{VM} mesurées dans les configurations telles que $\alpha_{max} = 10°$ 179
E.9 Contraintes principales $\sigma_{I,II}$ et contraintes de von Mises σ_{VM} mesurées dans les configurations telles que $\alpha_{max} = 15°$ 180

F.1 Signal temporel associé aux images de la caméra rapide pour $\alpha = 8°$ et $p = 500$ *mbar* soit $\sigma = 2{,}64$ 181
F.2 Signal temporel associé aux images de la caméra rapide pour $\alpha = 8°$ et $p = 440$ *mbar* soit $\sigma = 2{,}30$ 182

F.3 Signal temporel associé aux images de la caméra rapide pour $\alpha = 8°$ et $p = 390$ *mbar* soit $\sigma = 2{,}02$ 182
F.4 Signal temporel associé aux images de la caméra rapide pour $\alpha = 8°$ et $p = 350$ *mbar* soit $\sigma = 1{,}86$ 182
F.5 Signal temporel associé aux images de la caméra rapide pour $\alpha = 8°$ et $p = 310$ *mbar* soit $\sigma = 1{,}58$ 183
F.6 Signal temporel associé aux images de la caméra rapide pour $\alpha = 8°$ et $p = 270$ *mbar* soit $\sigma = 1{,}36$ 183
F.7 Signal temporel associé aux images de la caméra rapide pour $\alpha = 8°$ et $p = 220$ *mbar* soit $\sigma = 1{,}08$ 183
F.8 Signal temporel associé aux images de la caméra rapide pour $\alpha = 8°$ et $p = 460$ *mbar* soit $\sigma = 2{,}42$ 184
F.9 Signal temporel associé aux images de la caméra rapide pour $\alpha = 8°$ et $p = 400$ *mbar* soit $\sigma = 2{,}08$ 184
F.10 Signal temporel associé aux images de la caméra rapide pour $\alpha = 8°$ et $p = 350$ *mbar* soit $\sigma = 1{,}81$ 185
F.11 Signal temporel associé aux images de la caméra rapide pour $\alpha = 8°$ et $p = 317$ *mbar* soit $\sigma = 1{,}63$ 185
F.12 Signal temporel associé aux images de la caméra rapide pour $\alpha = 8°$ et $p = 278$ *mbar* soit $\sigma = 1{,}41$ 185
F.13 Signal temporel associé aux images de la caméra rapide pour $\alpha = 8°$ et $p = 270$ *mbar* soit $\sigma = 1{,}37$ 186
F.14 Signal temporel associé aux images de la caméra rapide pour $\alpha = 8°$ et $p = 249$ *mbar* soit $\sigma = 1{,}25$ 186
F.15 Signal temporel associé aux images de la caméra rapide pour $\alpha = 10°$ et $p = 477$ *mbar* soit $\sigma = 2{,}51$ 187
F.16 Signal temporel associé aux images de la caméra rapide pour $\alpha = 10°$ et $p = 398$ *mbar* soit $\sigma = 2{,}07$ 187
F.17 Signal temporel associé aux images de la caméra rapide pour $\alpha = 10°$ et $p = 340$ *mbar* soit $\sigma = 1{,}75$ 188
F.18 Signal temporel associé aux images de la caméra rapide pour $\alpha = 10°$ et $p = 310$ *mbar* soit $\sigma = 1{,}59$ 188

Nomenclature

Lettres romanes :

c	Corde de l'hydrofoil	m
c_s	Célérité des ondes acoustiques dans un milieu s	$m.s^{-1}$
$C_{l,d,m}$	Coefficient de portance, traînée, moment	$\oslash$
C_Y	Nombre de Cauchy	$\oslash$
$\mathcal{D}$	Déplacement réduit	$\oslash$
E	Module de Young de l'hydrofoil	MPa
Fr	Nombre de Froude	$\oslash$
f_0	Fréquence de détachement tourbillonnaire	Hz
f_1	Fréquence du mode de flexion	Hz
f_2	Fréquence du mode de torsion	Hz
f_{acq}	Fréquence d'acquisition	Hz
f_{osc}	Fréquence d'oscillation du profil	Hz
k	Raideur du profil	$kg.s^{-2}$
$\mathcal{M}$	Nombre de masse	$\oslash$
M	Masse du profil	g
M_a	Masse ajoutée du profil	g
m_i	Masse modale associée au i^{eme} mode	g
Re	Nombre de Reynolds	$\oslash$
$R_b = \{x_b, y_b, z_b\}$	Repère associé à la balance	$\oslash$
$R_v = \{x_v, y_v, z_v\}$	Repère associé à la veine	$\oslash$
s	Envergure de l'hydrofoil	m
U	Vitesse de l'écoulement	$m.s^{-1}$
U_R	Vitesse réduite	$\oslash$
$V_{0l,d,m}$	Tensions de sortie de la balance sans écoulement	$Volt$
y_{stat}	Déformée statique	m
y_{max}	Amplitude des vibrations	m

Lettres grecques :

α	Angle d'attaque	*degrés* (°)
α_0	Incidence de référence	*degrés* (°)
$\dot{\alpha}^*$	Taux de tangage	*degrés* (°)
$\bar{\dot{\alpha}}$	Vitesse de tangage moyenne	$^\circ.s^{-1}$
$\varepsilon_{1,2,3}$	Déformations mesurées sur l'hydrofoil flexible	$\mu m/m$

$\varepsilon_{I,II}$	Déformations principales	$\mu m/m$
ζ	Taux d'amortissement	$\oslash$
θ	Angle de déformation principal	*degrés* (°)
θ_t	Angle de torsion	*degrés* (°)
θ_{tv}	Angle de torsion du aux vibrations	*degrés* (°)
ν	Coefficient de Poisson de l'hydrofoil	$\oslash$
ρ	Masse volumique du profil	$kg.m^{-3}$
ρ_e	Masse volumique de l'eau	$kg.m^{-3}$
σ	Nombre de cavitation	$\oslash$
$\sigma_{I,II}$	Contraintes principales	MPa
σ_{VM}	Contraintes de von Mises	MPa
τ	Constante de temps	s
ϕ	Déphasage des signaux des vibromètres	*degrés* (°)
ω_0	Pulsation du mouvement oscillatoire du profil	$rad.s^{-1}$
ω_p	Pseudo pulsation du profil	$rad.s^{-1}$

Pour une variable X :

$[X]$	Matrice
$\underline{X}$	Vecteur
X_i	Valeur de X pour le i^{eme} mode
X^*	Valeur normalisée

Acronymes :

BEM	Méthode des éléments frontières (*Boundary Element Method*)
FEM	Méthode des éléments finis (*Finite Element Method*)
LHC	*Loose Hybrid Coupled*
POM-C	Polyoxymethylene copolymère
POM_b	Profil en POM adapté au montage balance
POM_c	Profil en POM à fort encastrement ("clamped")
URANS	*Unsteady Reynolds-Averaged Navier-Stokes*
VEM	Méthode des volumes finis (*Volume Element Method*)
VIV	Vibrations dues au détachement tourbillonnaire (*Vortex-Induced Vibrations*)

Introduction

L'utilisation de structures flexibles, et de surcroît légères, apparaît comme un moyen viable d'améliorer l'efficacité énergétique des navires. Celle-ci est effectivement devenue un enjeu à l'heure où les réserves de pétrole s'amenuisent et le trafic maritime augmente. La déformation, passive ou active, des structures est donc envisagée. Cependant, la flexibilité de ces structures s'accompagne généralement d'une diminution de leur masse volumique, les rendant sujettes à des interactions fortes avec l'environnement en fluide lourd.

En effet, si les interactions fluide-structure (IFS) sont négligeables lorsque la masse volumique moyenne de la structure est grande par rapport à celle du fluide, elles deviennent importantes dans le cas de structures légères. En particulier, l'analyse des vibrations et des contraintes induites par l'écoulement doit être menée attentivement afin d'éviter une fatigue prématurée et de détecter des instabilités liées aux IFS.

D'autre part, les structures sous-marines peuvent être soumises à la cavitation en fonction des conditions d'écoulement. Celle-ci induit des vibrations supplémentaires sur les structures. La compréhension du comportement hydrodynamique des structures flexibles est donc essentielle au développement de nouvelles technologies.

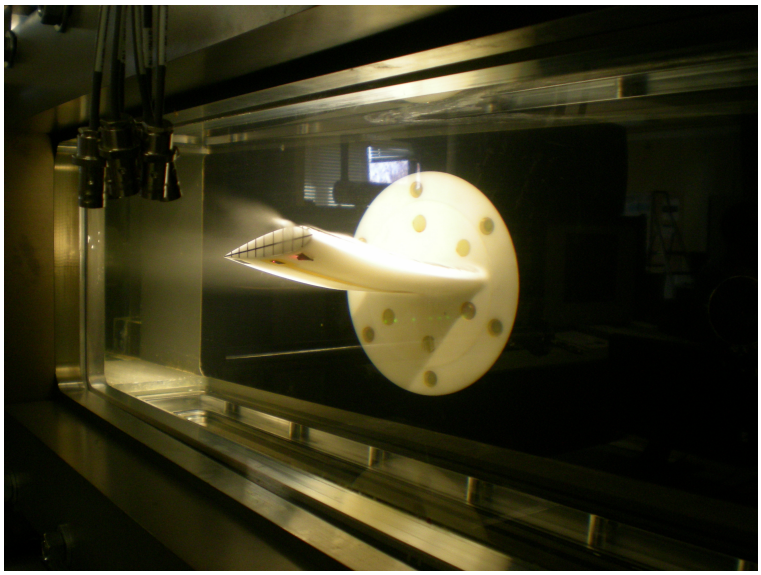


FIGURE 1 – Exemple de profil flexible en écoulement cavitant

Cette thèse s'inscrit dans une suite d'études menées à l'Institut de Recherche de l'École Navale (IRENav), à la fois sur les profils portants flexibles et sur la cavitation, en particulier les thèses de Leroux [65], Ducoin [40] et plus récemment Gaugain [50].

Ce travail est réalisé en collaboration avec l'Université du Michigan, dans le cadre d'un financement de l'*Office of Naval Research* (ONR). Le projet, proposé conjointement par l'Université du Michigan, l'entreprise Navatek et l'École Navale et intitulé *"Improved Control and Efficiency for High-speed Vessels using Flexible Foils and Lifting Bodies"*, vise à utiliser des structures portantes souples pour améliorer l'efficacité énergétique des navires. Il a été divisé en plusieurs parties, dont *"Basic experimentation in cavitation tunnel for numerical validation"* à laquelle l'IRENav a pris part sous la forme du projet *FlexFoil*.

Ainsi, cette collaboration vise d'une part à analyser le comportement hydroélastique et la réponse dynamique d'une structure flexible dans différentes conditions d'écoulement, et d'autre part à établir une base de données expérimentales pour valider les codes numériques mis en place à l'Université du Michigan.

Un protocole expérimental original a donc été mis en place afin de déterminer l'évolution de la réponse hydroélastique d'un profil flexible dans différents régimes d'écoulement incluant le régime cavitant. Ainsi, des mesures ont donc été mises en place en air et en eau sans écoulement, puis en écoulement subcavitant (incidence fixe et vitesse variable, incidence variable et vitesse fixe), y compris pour un angle proche du décrochage, et enfin en écoulement cavitant de type poche attachée, de l'apparition de la cavitation jusqu'à une cavitation développée et instable (incidence et vitesse fixes, pression variable).

Un NACA 0015 en polyoxyméthylène (POM) a été choisi pour cette analyse pour sa faible densité, de l'ordre de celle de l'eau, et son module d'Young environ 71 fois plus faible que celui de l'acier. Les mesures ont également été réalisées dans les mêmes conditions sur un NACA 0015 en acier inoxydable : ces résultats sont considérés comme la "référence rigide" à laquelle les données du profil flexible seront comparées.

Ce manuscrit est divisé en quatre chapitres : le premier présente un état de l'art balayant les différents phénomènes qui interviennent dans l'étude menée ici. On reviendra dans un premier temps sur les interactions fluide-structure et on présentera différentes études menées sur les profils flexibles. Puis on introduira les notions de cavitation, de vibrations et de masse ajoutée. Enfin, le modèle développé à l'Université du Michigan sera présenté succinctement afin de faciliter la compréhension du lecteur lors de la comparaison des résultats expérimentaux et numériques.

Le second chapitre s'attache à décrire tous les protocoles et dispositifs expérimentaux qui ont été mis en place dans le cadre de cette thèse. Ainsi, on décrit le profil choisi pour cette étude et les déclinaisons existantes, de même que le tunnel de cavitation de l'IRENav dans lequel les expériences ont été réalisées. Les systèmes mis en place pour exécuter des mesures de chargement, de contraintes, de déformée statique, de vibrations ou encore de champs de vitesse sont ensuite décrits. Dans un second temps, on détaille les mesures préliminaires menées afin de déterminer certaines caractéristiques du profil, comme les fréquences propres et les modes propres associés ou l'amortissement, et valider les modèles et hypothèses relatifs à cette étude.

Le troisième chapitre présente les résultats principaux obtenus pour des écoulements subcavitants. Tout d'abord, les hypothèses de travail sont vérifiées pour différentes vitesses d'écoulement. Puis toutes les mesures décrites précédemment sont réalisées en faisant varier l'incidence des profils afin d'étudier leur comportement pour une large plage d'angles d'attaque. Le comportement du profil souple est évalué au regard de la réponse obtenue sur un profil "rigide" de référence. Les mesures de déformées statiques et de vibrations sont alors

réalisées à incidence fixe en faisant varier la vitesse de l'écoulement pour analyser l'évolution de la réponse du profil dans différentes conditions d'écoulement. Enfin, les résultats sont comparés avec les simulations effectuées par nos partenaires à l'Université du Michigan.

Finalement, le quatrième chapitre présente les résultats des mesures réalisées en écoulement cavitant. Il s'agit dans un premier temps de mesures de contraintes, puis d'une analyse vibratoire des deux profils. L'évolution du comportement des profils avec une cavitation grandissante est analysée et leurs réponses sont comparées à la théorie des poutres. Enfin, les premiers résultats de l'étude des déformées statiques avec cavitation sont présentés.

Notons qu'un grand nombre de données a été acquis au cours de cette thèse. Aussi, seuls les résultats les plus pertinents sont illustrés dans le corps de ce manuscrit, ils sont complétés par plusieurs annexes.

Chapitre 1

Étude bibliographique

"Nous vivons en ce monde pour nous efforcer d'apprendre toujours,
pour nous éclairer les uns les autres au moyen d'échange d'idées,
et pour nous appliquer à aller toujours plus loin en avant dans la science et les arts"
Mozart, 4 septembre 1776

Sommaire

1.1 Interactions fluide-structure (IFS) 6
1.1.1 Introduction aux IFS 6
1.1.2 Profils Flexibles 7
1.2 Profils oscillants 9
1.3 Cavitation 12
1.4 Vibrations 18
1.4.1 *Vortex-Induced Vibrations* 18
1.4.2 *Transition-Induced Vibrations* 20
1.4.3 *Cavity-Induced Vibrations* 22
1.5 Masse ajoutée 23
1.5.1 Présentation 23
1.5.2 Calcul de la masse ajoutée 26
1.6 Simulations numériques à l'Université du Michigan 28
1.7 Conclusion 30

Préambule

Ce chapitre propose une revue des différentes études menées en lien avec cette thèse. Il est l'occasion d'introduire les interactions fluide-structure (IFS), ainsi que divers phénomènes observés, tels que la cavitation, les vibrations et la masse ajoutée. Un dernier paragraphe introduit le modèle numérique développé à l'Université du Michigan, dont les résultats seront comparés aux valeurs expérimentales obtenues à l'IRENav dans les chapitres 3 et 4.

1.1 Interactions fluide-structure (IFS)

1.1.1 Introduction aux IFS

La physique se décompose en de nombreux domaines, dont l'étude permet de résoudre de multiples problèmes. Toutefois, certaines situations sont régies par les lois de plusieurs domaines simultanément, un couplage pouvant se mettre en place entre eux. Les interactions fluide-structure (IFS) correspondent ainsi à l'étude couplée de la mécanique des fluides et celle des solides dans le cas où l'action d'un fluide sur une structure n'est pas négligeable, et réciproquement.

De nombreux exemples permettent d'illustrer ce couplage, comme la déformation des voiles sous l'action du vent ([11]) ou encore celle des parois artérielles du fait de la circulation sanguine ([52]). Le champs d'application des IFS est donc très vaste. De Langre [35] propose de les classifier en fonction de différents paramètres adimensionnels :

- le nombre de masse $\mathcal{M} = \rho_f/\rho_s$ correspond au rapport des masses volumiques ρ_f du fluide et ρ_s du solide
- le nombre de Cauchy $C_Y = \rho_f U_0^2/E$, avec U_0 la vitesse de référence du fluide et E le module d'Young du solide, mesure la part des déformations du solide due à la pression dynamique du fluide.
- la vitesse réduite $U_R = U_0/c_s$ correspond au rapport entre la vitesse du fluide et la vitesse de propagation des ondes élastiques dans le solide c_s.

Ces nombres s'ajoutent aux nombres sans dimensions utilisés classiquement en mécanique des fluides, tels que le nombre de Reynolds Re et le nombre de Froude Fr, ou encore au déplacement réduit $\mathcal{D}$, caractéristique de la mécanique du solide.

$$Re = \frac{\rho_f U_0 L}{\mu}, \qquad Fr = \frac{U_0}{\sqrt{gL}}, \qquad \mathcal{D} = \frac{\xi_0}{L}$$

avec μ la viscosité dynamique du fluide, L une longueur caractéristique du problème et ξ_0 le déplacement de référence du solide.

En fonction des valeurs de ces paramètres, des simplifications peuvent être effectuées et certains nombres adimensionnels remplacés par d'autres, plus appropriés. Pour un fluide au repos par exemple ($U_R \ll 1$), on utilise :

- le nombre de Stokes, ou Reynolds dynamique $St = \rho_f c_s L/\mu = \frac{Re}{U_R}$
- le nombre de Froude dynamique $F_D = c_s/\sqrt{gL} = \frac{Fr}{U_R}$

Ces nombres permettent de caractériser les effets sur le solide de la présence d'un fluide environnant (Figure 1.1). Dans la suite de cette étude, les mesures réalisées auront un nombre de Strokes de l'ordre de 10^8 et un nombre de Froude dynamique de l'ordre de 10^4 : on se trouve dans le cas où le couplage fluide-solide se traduira par un effet de masse ajoutée.

Notons que d'autres phénomènes peuvent intervenir, compliquant l'étude des IFS : Longatte et al. [76] ont ainsi analysé le couplage fluide-structure dû à un écoulement à l'intérieur de tubes, en prenant en compte les transferts thermiques.

Un point clé dans l'étude expérimentale des interactions fluide-structure est la mesure des déformations. Plusieurs méthodes sont mises en place en fonction des sujets d'étude. Banks et al. [14] ont par exemple développé une méthode dédiée à la mesure de déformations dans une soufflerie, celle-ci n'étant toutefois pas adaptée à la mesure des déformations instationnaires observées du fait d'une fréquence d'échantillonnage trop faible.

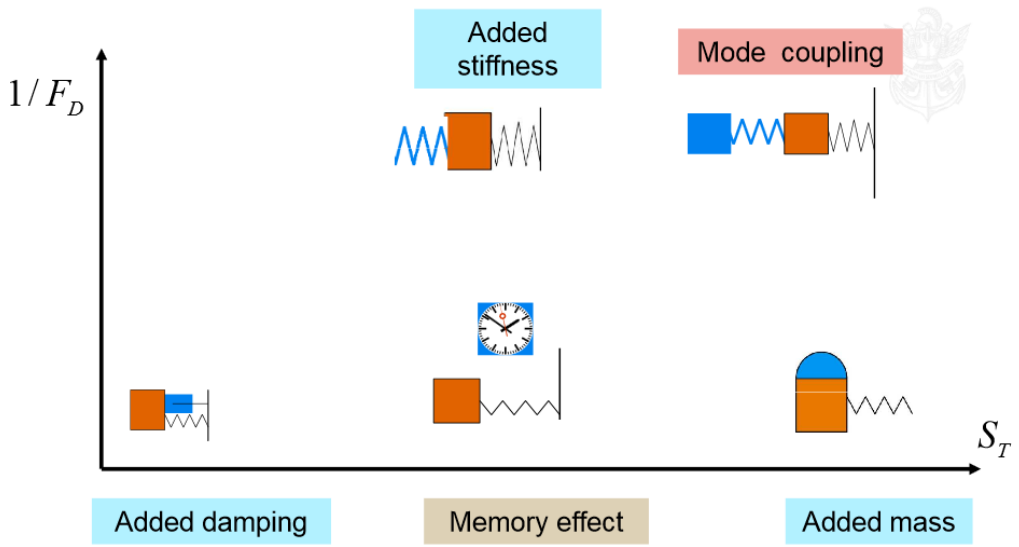


FIGURE 1.1 – Couplages mis en évidence entre un fluide et un solide par de Langre [36]. L'effet du fluide est modélisé en bleu : en fonction des grandeurs caractéristiques de l'écoulement, il peut être modélisé par un amortissement, une raideur ou une masse ajoutés au solide. Ce cas est développé au chapitre 1.5.

Dans la suite, on considérera "flexible" toute structure qui se déforme suffisamment pour que ces déformations soient mesurables, en opposition avec les structures "rigides".

1.1.2 Profils Flexibles

L'étude des IFS dans le cas de structures de type profils portants est d'autant plus importante dans l'industrie navale que l'on cherche à alléger le poids des bâtiments marins ou sous-marins, augmentant ainsi le nombre de masse $\mathcal{M}$ du problème. Brandner et al. [22] ont par exemple observé des déformations importantes sur un profil NACA 0009 3D en aluminium, pour un nombre de Cauchy compris entre $9{,}7.10^{-7}$ et $4{,}8.10^{0}-6$: la flèche pouvait atteindre 4,5% de l'envergure. Toutefois les déformations n'ont pas influencé le chargement par rapport à celui mesuré sur un profil identique en acier inoxydable supposé rigide.

De même, Viola et al. [102] ont modélisé une turbine hydrolienne dont le bord de fuite des pales est souple : le module d'Young du matérieu testé vaut alors 5,6 kPa (pour comparaison, on rappelle que le module d'Young de l'acier inoxydable est de l'ordre de 200 GPa). Ils ont comparé les résultats avec une hydrolienne aux pales rigides. Ils ont noté que, si les niveaux de chargement sont identiques dans les deux cas, l'amplitude des fluctuations est moindre pour la turbine à pales souples, ce qui tend à diminuer la fatigue et donc augmente la durée de vie du système.

Mais l'utilisation de structures souples engendre des déformations qui peuvent avoir un impact sur les performances globales. Il est donc important de pouvoir les estimer. Ainsi, Young et al. [111] ont réalisé des simulations avec un modèle couplant méthodes des éléments frontières (BEM) et des éléments finis (FEM) pour analyser le comportement de turbines en écoulement variable, applicables en air comme en eau. La comparaison de ces résultats à

des données expérimentales étant satisfaisante, ils ont appliqué leur modèle à des structures de différentes échelles. Ceux-ci ont montré l'importance du choix de matériau en fonction de la taille de la turbine : la deflection en bout de pale peut devenir trop grande s'il est mal choisi.

D'autre part, du fait de la taille des structures, la modélisation des phénomènes d'interaction fluide-structure est un enjeu colossal. Ainsi, Sontvedt [99] a déterminé les contraintes subies par les pales d'une hélice et les déformations résultantes par la méthodes des éléments finis. De même, Gaugain et al. [51] ont modélisé un profil NACA 66-312 et prédit la flèche en bout de pale avec une précision de 0,5 mm pour des incidences variant de 0 à 8°, ainsi que les contraintes de von Mises avec une erreur de 4,6%.

Les équations régissant les parties fluide et solide du système étant différentes, le point clé est le couplage entre les codes résolvant celles-ci. Rajaomazava [89, 88] a ainsi étudié et comparé plusieurs schémas de couplage afin de déterminer les avantages et défauts de chacun (temps de calcul, précision des résultats, stabilité du schéma).

Cependant, le calcul non couplé peut être avantageux dans certaines conditions : il s'agit donc de négliger les interactions fluide-structure. Ducoin et al. [46] ont étudié expérimentalement et numériquement le comportement d'un profil flexible dans un écoulement. Ils ont comparé les déformations en bout de pale pour différentes conditions d'écoulement et incidences. Ainsi, ils ont déterminé que, si le couplage est important, son influence est moindre pour des petits angles d'attaque et des vitesses d'écoulement faibles. Le calcul non couplé, neuf fois plus rapide, peut donc être suffisant dans ces conditions. Cette étude a également permis d'analyser les déformations du profil et l'évolution du chargement en conséquence : on note que la portance augmente linéairement avec le déplacement vertical maximal mesuré en bout de pale. De plus, le coefficient de pression est proportionnel à la variation locale d'incidence.

L'écoulement peut effectivement tendre à augmenter l'incidence du profil, ce qui augmentera la portance et le moment du profil, impliquant une nouvelle augmentation de l'angle d'attaque. Ce cycle se répète alors jusqu'à ce que la limite admissible du matériau soit atteinte, cette instabilité peut amener à la rupture de la structure. Ce constat a été fait par Ducoin et Young [47] sur un NACA 0012 fixé en porte-à-faux, puis sur un NACA 66 dans les mêmes conditions, avec l'hypothèse que ces profils n'ont que deux degrés de liberté, c'est-à-dire que les déformations sont limitées à la flexion et à la torsion dans la direction de l'envergure.

Cas des composites

Les matériaux composites forment un cas particulier de l'étude des structures flexibles. En effet, leur comportement anisotropique peut entraîner des différences notables avec les matériaux plus communs, homogènes et isotropes, tels que les métaux. Ils ont toutefois de nombreux avantages, comme leur poids, et font donc l'objet de nombreuses études. Young [106] propose ainsi, d'utiliser l'anisotropie pour améliorer les performances des hélices. Mulcahy et al. [84] propose également une méthode pour estimer le gain d'efficacité d'une structure en composite par rapport à une structure identique rigide. Enfin, Young [109] développe une théorie sur les similarités et l'adimensionnalisation des équations pour les pales d'hélice en

composite : elle décrit les conditions pour que l'amplitude des déformations, la susceptibilité de déclencher la cavitation, le rapport entre les fréquences d'excitation et fréquences propres soient similaires entre le modèle et le prototype.

Cependant, les contraintes et déformations dépendent fortement du matériau, et leur grande flexibilité peut accélérer le phénomène de fatigue (Young [108]). Brandner et al. [22], puis Zarruk et al. [112], ont également étudié des profils NACA 0009 classiques ou modifiés, pour des vitesses d'écoulement et incidences variables. Ils ont ainsi montré que la portance peut être croissante ou décroissante selon l'orientation des fibres. D'autre part, Lin et al. [71] ont montré en analysant la résistance d'une pale d'hélice en différents composites que des problèmes de délamination au bord d'attaque ou au bord de fuite peuvent poser des problèmes importants aux structures.

Finalement, Motley et Young [82] ont développé un design basé sur les performances d'hélices en composite, et ont comparé les résultats obtenus sur une hélice flexible et une rigide. Les interactions fluide-structure modifient l'angle d'attaque effectif des pales de l'hélice souple, ce qui change la poussée et le moment, et donc la vitesse de rotation nécessaire pour obtenir la même poussée qu'avec une hélice rigide. En régime stationnaire on observe peu de différence entre les deux hélices, mais lorsque l'écoulement devient cavitant, ces déformations tendent à augmenter les performances globales. En faisant varier l'écoulement, les auteurs notent que plus de modes sont excités sur l'hélice flexible à cause de la diminution des fréquences propres, mais ne sont pas confrontés à un problème de résonance.

L'étude du comportement des profils en régime instationnaire est en effet important pour se rapprocher des conditions réelles dans lesquelles les systèmes seront amenés à fonctionner.

1.2 Profils oscillants

L'étude de profils oscillants permet de simuler un écoulement variable et ainsi d'analyser le comportement des structures dans ces conditions. Liu et al. [75] ont ainsi étudié l'écoulement autour d'un NACA 0012 oscillant. Ils ont observé que la fréquence d'oscillation du profil a un impact important sur la structure de l'écoulement et notamment le détachement tourbillonnaire en amont du profil. D'autre part, Martinat et al. [78] ont modélisé la turbulence autour d'un NACA 0012 en mouvement de tangage dans l'air et ont pu observer les structures liées au décrochage dynamique. Ils ont également notifié l'importance des effets 3D, bien que les simulations en 2D permettent l'analyse de plusieurs phénomènes.

L'influence de ces oscillations peut être plus importante si le profil se déforme. Ducoin et al. [43, 41] ont étudié le comportement d'un profil déformable NACA 66 en mouvement de tangage et mesuré la pression pariétale le long de la corde d'une part et le déplacement de l'extrémité du profil d'autre part. Ils ont ainsi pu montrer que, pour des petites vitesses de rotation, le déplacement dépend principalement de la transition laminaire-turbulent. Cette influence diminue quand la vitesse de rotation augmente, et le déplacement est alors influencé par les vortex du bord de fuite. De plus, une hystérésis apparaît dans le cycle en cas de décrochage du profil.

Toutefois la plupart des travaux concernant des profils flexibles oscillants se concentrent sur les performances propulsives de ces structures. En effet, de nombreuses études cherchent à reproduire la nage des poissons et cétacés pour améliorer la propulsion des navires. Pour cela, les profils suivent un mouvement combinant tangage et pilonnement (Figure 1.2). Anderson

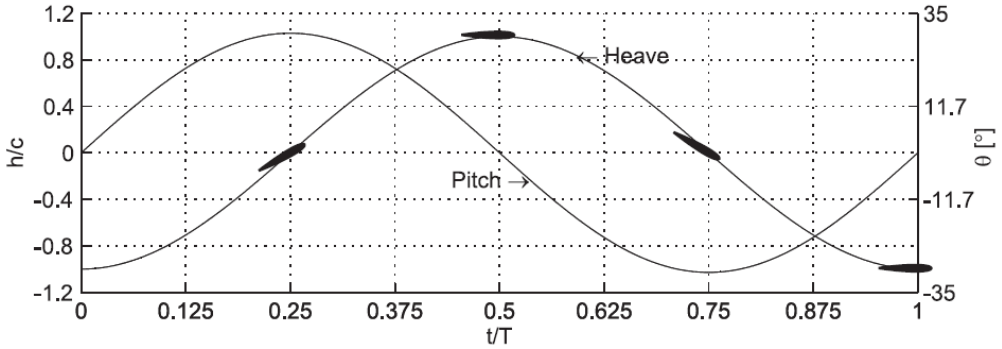


FIGURE 1.2 – Mouvement combiné de tangage et pilonnement, par Pedro et al. [85]

et al. [7] ont démontré qu'une efficacité de l'ordre de 87% pouvait être obtenue en faisant varier plusieurs paramètres, notamment le déphasage entre le tangage et le pilonnement. Ces grandes valeurs d'efficacité sont associées à une formation de vortex au bord d'attaque du profil interagissant avec les vortex formés au bord de fuite, créant ainsi une allée de von Karman inversée (Figure 1.3). Ces structures sont également observées dans des écoulements

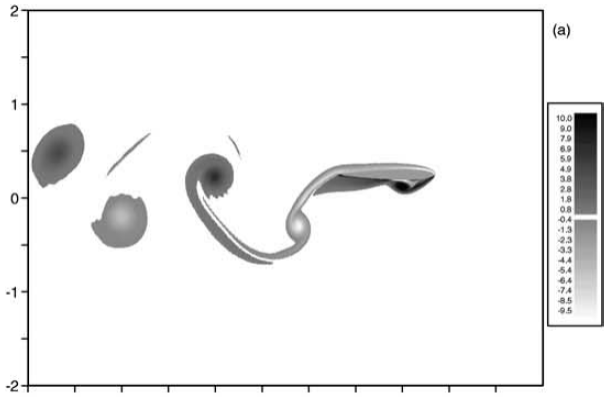


FIGURE 1.3 – Champs de vorticité derrière un profil en tangage et pilonnement, Re = 1100, par Guglielmini et Blondeaux [57]

d'air par Guglielmini et Blondeaux [57] ou numériquement par Pedro et al. [85], qui ont simulé un hydrofoil en 2D. Les résultats montrent également une grande influence de la fréquence d'oscillation du profil, prise en compte via le calcul du nombre de Strouhal. Celui-ci est défini par :

$$St = \frac{f_{osc} c}{U} \tag{1.1}$$

Une petite variation du nombre de Strouhal implique des variations importantes de l'efficacité de la propulsion. De plus, si le déphasage entre le tangage et le pilonnement est inférieur à 60°, il n'y a pas de poussée. Au contraire, l'amplitude du pilonnement n'influence pas les résultats.

Lu et al. [77] ont donc étudié numériquement l'influence des vortex au bord d'attaque et du détachement tourbillonnaire sur la poussée d'un profil 2D en mouvement de tangage et de pilonnement combinés. Ils ont analysé les effets de la fréquence, de l'amplitude des oscillations, du déphasage et de l'épaisseur du profil, et divisé les vortex en trois catégories en fonction de leur influence. Ainsi, ils ont distingué deux modes de fonctionnement au cours desquels deux vortex contra-rotatifs se forment au bord d'attaque. Dans le premier cas, un seul de ces vortex est évacué par l'écoulement et le second se déplace sur l'autre face du profil, où il s'appariera avec un second vortex avant de se détacher à son tour, dans le deuxième cas la paire de vortex est convectée par l'écoulement. Ces deux cas conduisent à la formation d'une allée de von Kármán inversée. La troisième configuration observée montre un seul vortex formé au bord d'attaque et évacué par l'écoulement. Celle-ci mène à la formation d'une allée de von Kármán classique.

L'analyse d'un profil flexible en mouvement combiné de tangage et pilonnement est alors importante pour se rapprocher des conditions de propulsion d'un cétacé. Ainsi, Liu et Bose [74] ont modélisé une nageoire de baleine sous la forme d'un hydrofoil en 3D flexible dans la direction de l'envergure. Ils ont montré qu'une flexibilité passive réduit les performances, mais que l'efficacité propulsive peut être augmentée au-delà des valeurs obtenues pour un profil rigide en contrôlant la déflection et son déphasage par rapport au mouvement du profil.

D'autre part, le profil peut également être flexible dans la direction de la corde. En effet, Yamaguchi et Bose [105] ont réalisé des expériences inspirées de la propulsion des baleine en utilisant un profil NACA 63A015 rigide entre le bord d'attaque et la mi-corde, puis flexible jusqu'au bord de fuite. Ils ont ainsi obtenu une amélioration de 5% de l'efficacité propulsive. De même, Prempraneerach et al. [87] ont réalisé des expériences sur un profil déformable en mouvement de tangage et pilonnement. Ils ont mis en place un paramètre sans dimension pour classifier la rigidité des différents matériaux testés, et ont observé que la flexibilité du profil pouvait augmenter l'efficacité propulsive de 36% par rapport à un profil rigide identique.

Enfin, Siala et Liburdy [98] ont étudié expérimentalement le comportement d'un profil dont le dernier tiers est fixé par une liaison pivot au reste de la structure. Ainsi, le profil se déforme quand il est mis en mouvement de tangage et pilonnement dans l'air, la rotation de cette liaison pivot n'étant pas contrôlée. On observe ainsi un angle d'attaque effectif qui dépend de l'incidence du profil et de l'angle de rotation du bord de fuite. L'objectif de cette étude est d'établir dans quelles conditions la récupération d'énergie est possible. Le tangage a ainsi un apport positif dans les conditions expérimentales, tandis que le pilonnement a un impact négatif, mais qui reste faible. La puissance moyenne récoltée dépend ainsi de l'angle d'attaque effectif. D'autre part, lorsque la fréquence d'oscillation du bord de fuite se rapproche de la fréquence du tangage, la portance et le moment augmentent.

Les applications de l'étude de profils oscillants sont donc nombreuses. Toutefois, les vitesses mises en jeu, augmentées localement du fait de la rotation du profil, peuvent mener à l'apparition de cavitation sur la surface des profils.

1.3 Cavitation

En fonction des conditions de pression et de température, un corps peut se trouver dans un état solide, liquide ou gazeux. Ces conditions sont réunies sur un diagramme de phase tel que celui de l'eau représenté sur la figure 1.4. Les transitions de phase correspondent au passage d'un état à un autre. Ainsi, la vaporisation est le passage d'un état liquide à un état gazeux. Sa forme la plus connue est l'ébullition, qui est due à une augmentation de la température à une pression constante (en rouge sur la figure 1.4). Mais lorsque la pression diminue de manière isotherme, on parle de cavitation (en bleu). Ce phénomène se traduit

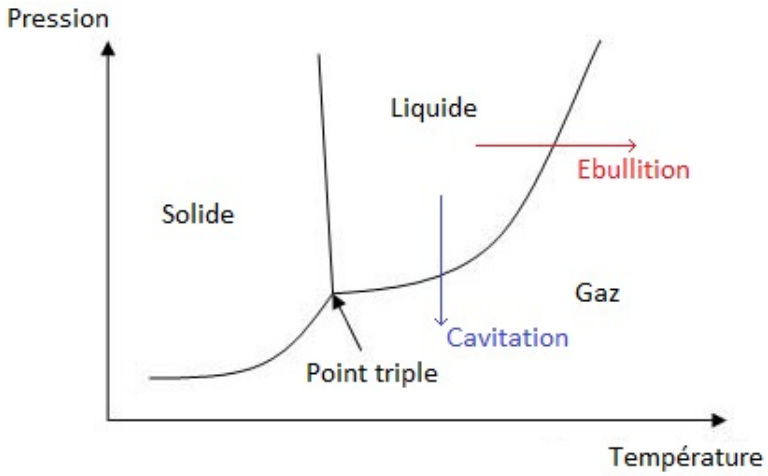


FIGURE 1.4 – Diagramme de phase de l'eau

par l'apparition de vapeur lorsque la pression devient localement inférieure à la pression de vapeur saturante. Ces bulles peuvent être convectées par un écoulement vers des zones où la pression est plus importante, ce qui provoque leur implosion. Celle-ci a deux conséquences néfastes : d'une part elle produit un bruit important, d'autre part elle créé des dommages sur les structures environnantes pouvant conduire à leur destruction. Ces deux éléments sont particulièrement importants dans la conception de corps sous-marins tels que les hélices car le fluide s'y trouve accéléré fortement et la pression peut alors devenir très faible.

L'apparition de la cavitation peut être estimée par le calcul du nombre de cavitation σ, qui correspond au rapport de la différence entre la pression locale et la pression de vapeur saturante d'une part, et la pression dynamique de l'écoulement d'autre part :

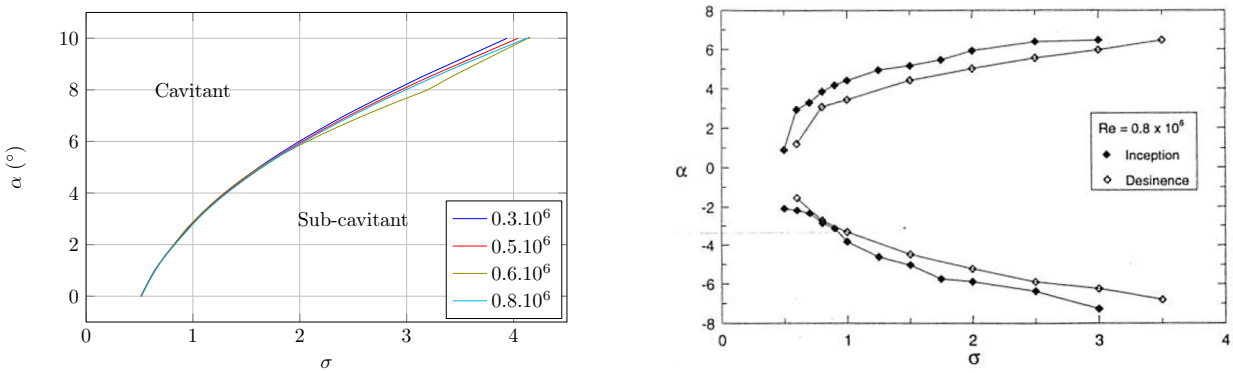
$$\sigma = \frac{P_0 - P_v}{1/2\rho U^2} \tag{1.2}$$

avec P_0 la pression de référence de l'écoulement et U sa vitesse, P_v la pression de vapeur saturante du fluide et ρ sa masse volumique. Ce nombre peut donc être comparé au coefficient de pression $-C_{p,min}$ défini comme le minimum du coefficient de pression :

$$C_p = \frac{p - P_0}{1/2\rho U^2} \tag{1.3}$$

où p correspond à la pression locale. Ainsi, lorsque $\sigma < -C_{p,min}$, c'est-à-dire lorsque $p < P_v$, on s'attend à voir de la cavitation apparaître dans l'écoulement à l'endroit où le coefficient

de pression est le plus faible (Figure 1.5(a)). Toutefois, des différences peuvent exister, et on observe également une hystérésis entre l'apparition et la disparition de la cavitation pour une pression donnée (Figure 1.5(b)). Astolfi et al. [10] ont étudié expérimentalement les conditions



(a) $-C_{p,min}$ et condition d'apparition de la cavitation en fonction du nombre de cavitation et de l'incidence d'un NACA 0015 pour plusieurs valeurs du nombre de Reynolds

(b) Hystérésis entre l'apparition et la disparition de la cavitation sur un NACA 66, Re = 0,8.10^6, d'après Astolfi et al. [10]

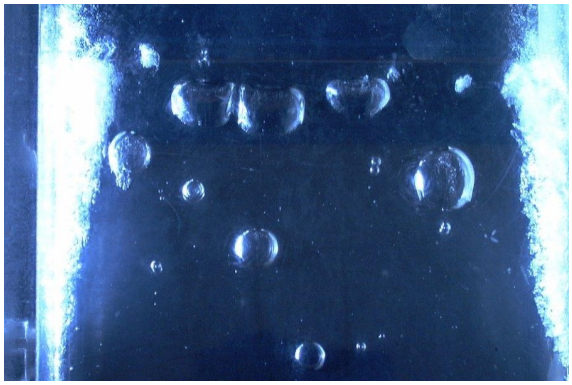
FIGURE 1.5 – Condition d'apparition de la cavitation et hystérésis avec sa disparition

d'apparition de la cavitation sur un profil NACA 66 et ont noté que l'angle d'apparition de la cavitation se rapproche de la valeur théorique lorsque le nombre de Reynolds de l'écoulement augmente. Par ailleurs, Hart et al. [60] ont réalisé des expériences sur un profil NACA 66-309 oscillant pour simuler les variations d'un écoulement libre. L'hystérésis entre l'apparition et la disparition de la cavitation augmente alors avec la fréquence d'oscillation du profil. Caron [26] a également observé un déphasage entre le champ de pression à l'extrados et le mouvement oscillatoire d'un profil, qui augmente avec la fréquence d'oscillation. Il a déterminé que ce déphasage limitait le développement de la cavitation.

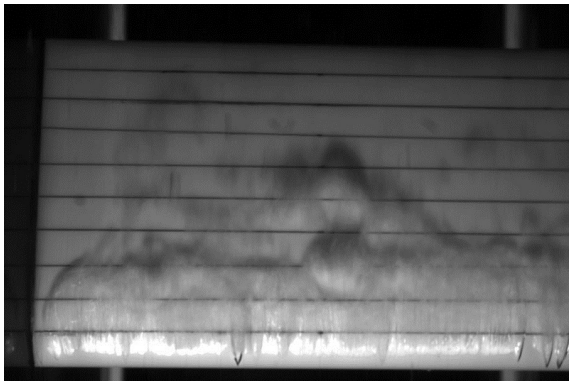
La cavitation peut se présenter sous différentes formes ([24]) :

- lorsque des bulles de vapeur apparaissent en plusieurs points de la structure, on parle de **cavitation par bulles** (Figure 1.6(a)). Celles-ci se forment en général avec une répartition de pression quasi uniforme (à faible incidence).
- si la vapeur se présente sous la forme d'une poche attachée à la structure, on parle de **cavitation par poche** (Figure 1.6(b)). Lorsque la poche se referme au-delà de la structure, on parle alors de **super-cavitation**. Celle-ci intéresse particulièrement certaines industries car la cavité entourant la structure réduit les frottements subis. Elle fait donc l'objet de recherches particulières (Saranjam [96] par exemple)
- le **nuage de cavitation** est une forme instable de cavité pour laquelle l'interface entre la vapeur et la phase liquide est difficile à discerner (Figure 1.6(c)). Il peut s'agir d'une poche qui devient instable du fait de la variation d'un paramètre (vitesse, pression,...). C'est, avec les bulles, la cavitation la plus néfaste pour les structures.
- la **cavitation de vortex** apparaît dans les régions où la vorticité est importante, comme à l'extrémité des pales d'hélice (Figure 1.6(d)).

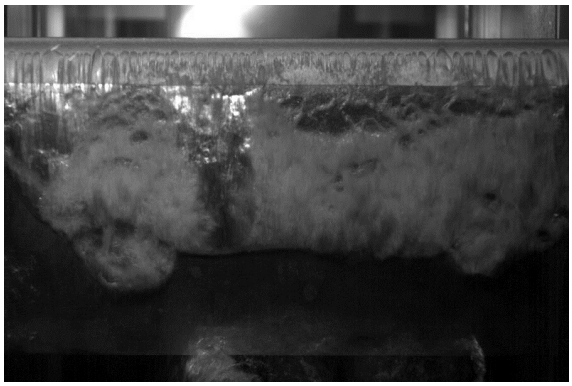
Lorsque la pression de l'écoulement diminue, la cavitation évolue. Dorange [39] a étudié l'apparition et le développement de cavités sur différents profils. Il a ainsi déterminé que la cavitation se forme au cœur de tourbillons transversaux près du bord d'attaque et du bulbe de séparation laminaire (LSB). Ces poches grandissent lorsque σ diminue, jusqu'à former



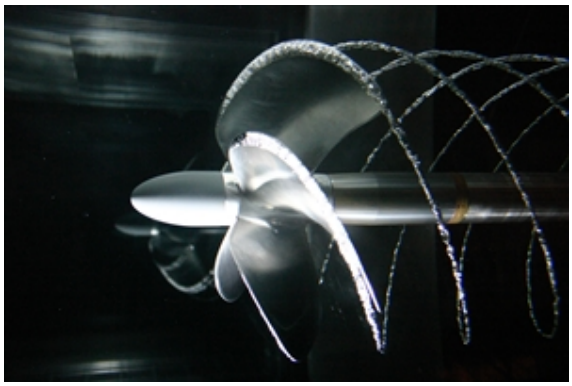
(a) Cavitation par bulles



(b) Poche de cavitation au-dessus d'une NACA 0015 en POM



(c) Nuage de cavitation au-dessus d'une NACA 0015 en acier inoxydable



(d) Cavitation de vortex à l'extrémité de pale d'hélice

FIGURE 1.6 – Types de cavitation

une seule poche recouvrant une partie de la structure quand σ est suffisamment petit. Arndt [8] a réalisé une carte de cavitation complète pour un NACA 0015, indiquant quel type de cavitation se développe sur le profil en fonction de son incidence α et du nombre de cavitation σ (Figure 1.7).

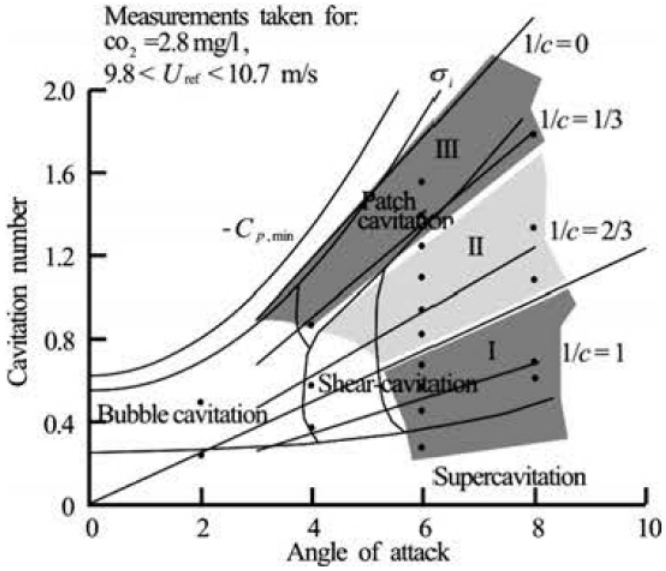


FIGURE 1.7 – Carte de cavitation d'un profil NACA 0015, d'après [8]

Leroux et al. [66] et Astolfi et al. [9] ont étudié l'évolution de la cavitation par la mesure de la pression pariétale sur un profil NACA 66. Ils ont ainsi observé que la poche est stable lorsqu'elle mesure moins de 50% de la longueur de corde. La pression à l'intérieur de la poche est alors égale à la pression de vapeur saturante de l'eau, sauf à l'extrémité de la cavité où de grosses fluctuations apparaissent. Au delà de $0{,}5c$, la poche devient instable : lorsqu'elle atteint sa taille maximale (de l'ordre de $0{,}7c$ à $0{,}8c$), un nuage de vapeur se détache de la poche, qui ne mesure plus que $0{,}2c$. Celle-ci grandit de nouveau mais disparaît subitement avant d'avoir atteint sa taille maximale. Une onde de pression, détectée par les capteurs de pression, due à l'implosion du nuage en aval du profil, semble être à l'origine de la disparition de la poche. Cette proposition est validée par des simulations numériques par Leroux et al. [67] : deux configurations sont analysées expérimentalement et numériquement, respectivement avec $\alpha = 6°$ et $\alpha = 8°$, la disparition soudaine de la poche ne se produisant que dans le premier cas. Le modèle utilisé est décrit par Coutier-Delgosha et al. [29] : il s'agit d'un modèle 2D dont le fluide est constitué d'une seule phase, mais sa masse volumique varie en fonction de la pression pour prendre en compte la vaporisation et la condensation. La comparaison des résultats indique que l'onde se propage dans les deux cas, toutefois dans la configuration pour laquelle le phénomène n'est pas observé l'amplitude de l'onde est faible.

Reisman et al. [92] se sont concentrés sur la cavitation en nuage au-dessus d'un profil en tangage. Ils ont analysé le signal acoustique émis par la cavitation et l'ont comparé avec des prédictions réalisées par extrapolation des données pour une cavitation par bulles. Le bruit est supérieur à ce qui était attendu, on peut donc en déduire qu'un mécanisme additionnel intervient et augmente le bruit : l'hypothèse d'une onde de choc est faite et serait validée par les expériences de Leroux et al. [66]. Notons que le bruit est réduit par l'injection d'air sur l'extrados.

Arndt [8] ajoute que la cavitation partielle est due à un jet rentrant et est affectée par le gradient de pression près du bord de fuite du profil, ce qui explique que les oscillations de

la poche sont influencées par l'épaisseur du profil. D'autre part, dans le cas de détachement de nuages de vapeur, deux mécanismes entrent en jeu en fonction du paramètre $\sigma/2\alpha$: (i) quand il est grand, le jet rentrant domine, le nombre de Strouhal basé sur la taille de la poche l vaut $fl/U \simeq 0,3$ (ii) quand il est petit, le phénomène d'onde de choc domine, le nombre de Strouhal basé sur la corde vaut $fc/U \simeq 0,2$.

Des études se concentrent sur la suppression des effets négatifs de la cavitation sur les performances des structures. En effet, la cavitation tend à diminuer la portance moyenne et augmenter la traînée moyenne des structures (Akcabay et Young [3]). Ainsi, Akbarzadeh et al. [1] analysent l'effet de jets sur un profil dans un écoulement cavitant. Différents paramètres sont testés et permettent de déterminer quels jets diminuent la taille de la poche de cavitation et réduisent la traînée et la portance. Ces effets augmentent avec l'amplitude ou la largeur du jet. D'autres études, comme Amromin et al. [5], ont choisi de revoir le design des profils NACA classiques pour améliorer leurs performances. Ils ont conçu un profil dérivé du NACA 0015 qui, pour une gamme de coefficients de portance et de nombre de cavitation, diminue les oscillations de la poche de cavitation. Les résultats comparés à ceux d'un NACA 0015 non modifié montrent une réduction importante des fluctuations de portance et de traînée induites par la cavitation.

La poche de cavitation n'est cependant pas constituée uniquement de vapeur. Coutier-Delgosha et al. [30] ont ainsi mesuré par rayons X la fraction de vapeur dans la cavité en fonction de la taille de celle-ci. Ils ont observé qu'elle n'excède pas 35% pour les petites cavités, et 60% pour les plus grandes (Figure 1.8). Cette fraction ne dépend pas de l'incidence du profil ou de la vitesse de l'écoulement, mais elle pourrait varier selon la géométrie étudiée.

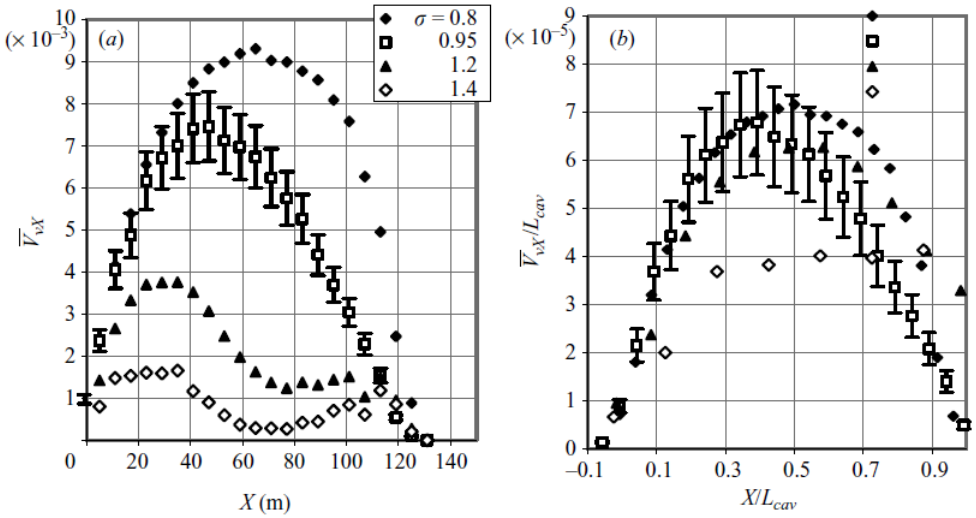


FIGURE 1.8 – Évolution du volume de vapeur observé au-dessus du profil, d'après Coutier-Delgosha et al. [30]

La loi barotropique utilisée pour déterminer la masse volumique du fluide dans le modèle numérique développé par Coutier-Delgosha et al. [29] permet d'obtenir des résultats proches des mesures expérimentales. De plus, Frikha [48] a montré que, si le couplage fluide-structure faible utilisé dans ce modèle surestime la réponse aux fréquences d'excitation secondaires, il

n'a pas d'impact sur la dynamique de la cavitation et ses caractéristiques (taille de la poche, fréquence principale d'oscillation) qui sont correctement modélisées.

La modélisation de la cavitation est en effet un sujet important de recherche, du fait des enjeux liés à ce phénomène. La principale difficulté réside dans la prise en compte des deux phases fluides liées à la cavitation. Plusieurs modèles ont donc été proposés ces dernières années, certains prennent le parti de ne considérer qu'une seule phase dont la masse volumique varie en fonction de la pression, comme Coutier-Delgosha et al. [29, 30] ci-dessus, ou de la fraction de vapeur. Kanfoudi et al. [63] ont ainsi proposé un modèle comprenant une équation de transport de la fraction de vapeur et des sources simulant le transfert de masse entre les phases. Ils ont réalisé des tests en 2D et en 3D, sur des profils NACA 0009 et NACA 66 respectivement. Les résultats obtenus en stationnaire sont satisfaisants, mais le choix du modèle de turbulence influence grandement les résultats pour un écoulement instationnaire.

Ces modèles donnent de bons résultats avec un profil rigide, mais également avec un profil flexible. En effet, l'étude de la cavitation est d'autant plus importante pour les profils flexibles : Young [108] a ainsi montré que, si les déformations des pales d'une hélice sont importantes, elles jouent un grand rôle dans le développement de la cavitation, la distribution de pression ou encore son efficacité.

Ducoin et al. [42] ont étudié, à la fois expérimentalement et numériquement, le déplacement de l'extrémité d'un hydrofoil soumis à différentes conditions d'écoulement. Ils ont montré que, si les petites cavités stables ne jouaient pas un grand rôle dans les déplacements du profil, les poches instables avaient une influence non négligeable sur les déformations du profil.

D'autres méthodes couplent des schémas dérivés de la méthode des éléments finis (FEM), telle que la méthode des éléments frontières (BEM). Ainsi, Young [107] a analysé la cavitation sur une hélice grâce à un couplage entre FEM pour la structure et BEM pour l'écoulement. Des simulations sur une pale seule ont permis de valider la méthode : les forces et la cavitation d'une part, et les contraintes et déformations d'autre part, sont bien estimées par le modèle. La convergence sur une hélice est bonne et permet de faire plusieurs observations : le niveau des contraintes augmente et le lieu des contraintes maximales se déplace avec la déformation.

Des études se sont également intéressées aux écoulements bi-phasiques dont Ishii [62] a développé la théorie. Gaugain [50] a ainsi réalisé une analyse numérique d'un profil portant flexible (NACA 66-312) en écoulement cavitant en utilisant le modèle de Zwart-Gerber-Belamri, qui prend en compte la dynamique de la cavitation. Ses simulations ont été validées sur un profil en acier inoxydable par comparaison avec les résultats expérimentaux de Delafin [37] et Leroux [65]. Une précision de 5% dans la prédiction des contraintes sur un profil en POM a été obtenue, mais les limites du modèle ne permettent pas d'étudier convenablement le cas d'un profil déformable avec cavitation instable (erreur sur les contraintes minimales de 40%). Ceci est du au fait que le modèle utilisé ne laisse pas apparaître de nuage de cavitation. Or la dynamique du profil est clairement contrôlée par la dynamique de la poche de cavitation.

Les oscillations de la cavitation, qui sont bien prédites par Gaugain, peuvent interagir avec les fréquences propres des structures. En effet, Young [107] montre bien que les fré-

quences propres des pales diminuent également lorsque la flexibilité augmente. L'analyse des vibrations devient donc une problématique importante qui ne peut pas être négligée.

1.4 Vibrations

Les profils portant de bâtiments marins ou sous-marins sont l'objet de vibrations généralement considérées comme des nuisances. Des études cherchent ainsi à déterminer les effets locaux et globaux des vibrations, comme Iijima et al. [61] sur les bateaux de type container. Les origines de ces vibrations sont nombreuses. Par exemple, il peut s'agir de vibrations causées par la structure, comme celles engendrées par la rotation d'un moteur, ou encore de vibrations induites par les fluctuations de l'écoulement autour du profil. Ainsi, Blake et Maga [18], qui ont étudié la réponse de plusieurs poutres en porte-à-faux à un écoulement, ont noté que l'excitation était due à la fois à la turbulence et aux pressions dans la couche limite, le premier phénomène étant dominant pour les plus faibles fréquences.

Toutefois, même dans des conditions expérimentales pour lesquelles l'écoulement peut être considéré comme stationnaire, le profil peut être excité par plusieurs phénomènes.

1.4.1 *Vortex-Induced Vibrations*

D'une part, quelle que soit l'incidence du profil ou la vitesse du fluide, la jonction de l'écoulement en amont de l'obstacle conduit à des instationnarités au bord de fuite. Celles-ci se présentent sous la forme de vortex contra-rotatifs qui sont lâchés à une fréquence f_{shed} dépendant de la vitesse de convection des tourbillons dans l'écoulement. La forme la plus commune est l'allée de von Kármán que l'on observe derrière tous les obstacles. On parle alors de *Vortex-Induced Vibrations* (VIV).

Notons que des travaux se sont concentrés sur la suppression de ces vibrations, tels que ceux de Greenway et Wood [55]. Ils ont ainsi analysé l'effet d'un bord d'attaque biseauté sur le détachement tourbillonnaire. L'absence de VIV a été attribuée à l'asymétrie de la circulation dans la région où les vortex se forment.

L'analyse de ces vibrations a dans un premier temps été réalisée à faible nombre de Reynolds sur des cylindres libres de vibrer dans la direction transverse à l'écoulement. Ainsi, Griffin et Ramberg [56] ont observé pour Re = 190 que la fréquence des tourbillons se synchronise sur la fréquence d'oscillation du cylindre. On parle dans ce cas d'un "lock-in" entre les fréquences. Le Strouhal associé aux vortex était alors deux fois plus grand que derrière un cylindre fixe. Ils ont identifié deux modes de fonctionnement selon qu'un seul ou deux vortex étaient générés à chaque période du cycle du cylindre (Figure 1.9). Williamson et Roshko [104] ont alors tracé une carte des structures tourbillonnaires présentes dans le sillage d'un cylindre oscillant en fonction de l'amplitude et de la longueur d'onde des oscillations. De plus, Brika et Laneville [25] ont observé expérimentalement qu'un "saut" entre les modes pouvait survenir, pendant lequel le déphasage entre le déplacement du cylindre et le détachement tourbillonnaire changeait brutalement.

Ces résultats sont confirmés par Prasanth et Mittal [86], qui ont modélisé les vibrations d'un cylindre en 2D par FEM. Ils ont choisi un nombre de Reynolds valant Re = 100 car la fréquence d'émission de tourbillons pour un cylindre fixe est proche de la fréquence propre du cylindre. Ils ont analysé l'écoulement et la réponse du cylindre de part et d'autre du saut, et ont ainsi déterminé que celui-ci correspond à un phénomène de limitation de l'amplitude des vibrations. Un troisième mode couplant les deux premiers a également été observé par Morse et Williamson [81] lorsque les oscillations du cylindre était de grande amplitude (Figure 1.9).

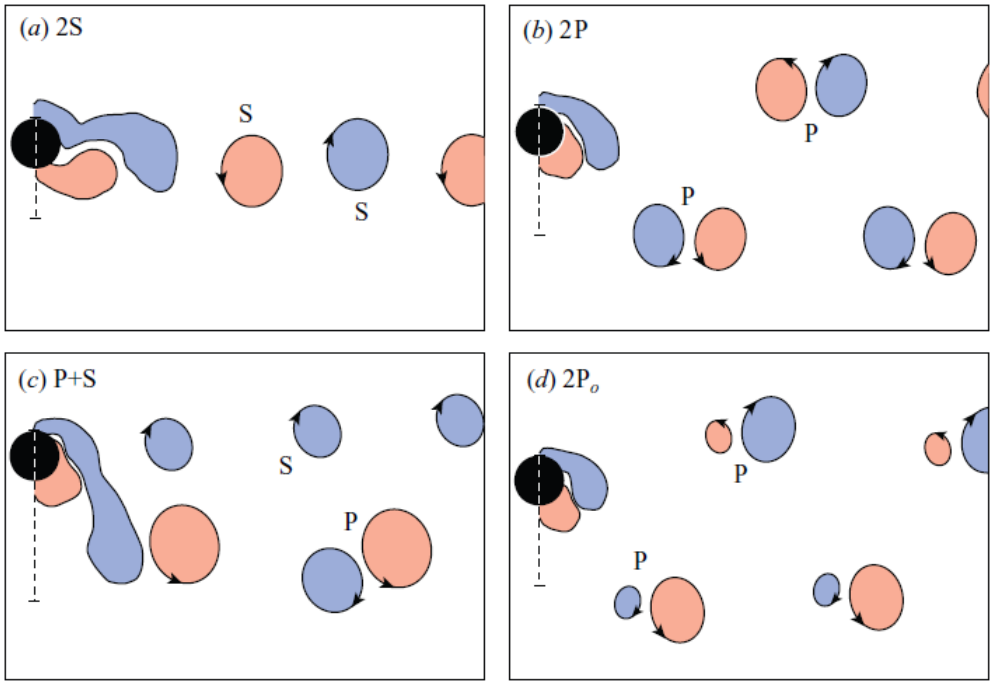


FIGURE 1.9 – Modes des vortex observés dans le sillage d'un cylindre (d'après Bearman [15]). S représente un tourbillon solitaire et P une paire de tourbillons contra-rotatifs. 2S est l'allée de von Kármán, 2P et S + P sont deux modes uniquement observé dans le sillage d'un cylindre, $2P_0$ correspond au troisième mode identifié dans [81] : il est identique à 2P si ce n'est que les deux vortex ont une taille sensiblement différente. Notons que S + P correspond à un transfert de l'énergie du cylindre vers le fluide et ne peut donc apparaître que dans le cas de vibrations forcées.

Bourguet et al. [21] ont mis en évidence l'effet de ces deux modes sur une poutre cylindrique en 3D : le *lock-in* a bien lieu dans les régions à grande vitesse de la poutre, ce qui engendre l'apparition de patterns tourbillonnaires différents en fonction de la position, ainsi des patterns obliques créant des effets 3D importants. Par ailleurs, Mittal et Singh [79] ont observé que le *lock-in* se mettait en place même pour des très faibles valeurs du nombre de Reynolds en fonction de la masse du système.

Gomes et Lienhart [53] ont étudié les mécanismes entraînant l'apparition de ces modes de vibration. Ils ont réalisé des expériences sur trois géométries différentes, dans deux fluides de viscosité différente (eau et sirop). Ils ont ainsi déterminé que les excitations à faible vitesse dépendaient fortement de la géométrie de la surface faisant face à l'écoulement. Lorsque la vitesse de l'écoulement augmente, l'influence de la forme de la structure diminue, les excita-

tions dépendent alors plus de l'écoulement.

Ces deux modes de fonctionnement ont également été observés par Govardhan et Williamson [54] sur une sphère, séparés par un régime transitoire de vibrations non périodiques. Ils montrent alors que les vortex sont bien la cause principale des vibrations engendrées sur la sphère. Pour les plus grandes vitesses, un troisième mode apparaît associé à une fréquence beaucoup plus petite. Les paires de vortex transmettent alors de la portance à la sphère : le transfert d'énergie est positif sur un cycle. Govardhan et Williamson insitent sur l'importance du rapport de la masse : ils estiment qu'à partir d'une valeur critique les vibrations de large amplitude vont persister.

De Langre [34], via la modélisation d'un oscillateur simplifié et la comparaison avec des résultats expérimentaux, a analysé le *lock-in* pour déterminer les mécanismes en cause dans son apparition. Il a montré qu'il s'agit d'un cas particulier de couplage des modes de flexion et de torsion. Zhang et al. [113] complètent cette étude en distinguant deux types de *lock-in* : le *resonance-induced lock-in* et le *flutter-induced lock-in*. D'un côté, quand la fréquence propre du cylindre est de l'ordre de la fréquence des tourbillons pour un système découplé, la dynamique est dominée par la résonance. Quand la fréquence propre est plus grande, les instabilités et la couplage peuvent mener au flottement, on rejoint alors l'analyse de Langre.

Enfin, Reese [91] a étudié le phénomène de *lock-in* appliqué à un profil de type NACA 66. Il explique que l'amortissement varie également en fonction de la valeur des fréquences f_{shed} et f_i :

- Quand la fréquence de détachement f_{shed} est plus petite que les fréquences propres f_i du profil, celui-ci est amorti par des mécanismes mécaniques et sonores uniquement.
- Quand ces deux fréquences sont très proches, le *lock-in* entraîne une excitation supplémentaire du mode et l'amortissement est réduit.
- Si $f_{shed} > f_i$, l'excitation du mode est faible mais l'amortissement augmente avec la vitesse du fait d'un amortissement hydrodynamique ajouté.

Ces observations sont schématisées sur la figure 1.10, qui représente le facteur de perte η_T, proportionnel à l'amortissement, en fonction de la vitesse de l'écoulement. Le *lock-in* est très sensible et peut apparaître ou disparaître très rapidement en fonction des variations de différents paramètres.

1.4.2 *Transition-Induced Vibrations*

D'autre part, lorsque le nombre de Reynolds associé à un écoulement autour d'une structure augmente, celui-ci transite d'un état laminaire vers un état turbulent (Figure 1.11). Dans un premier temps, le sillage de la structure forme une allée de von Kármán (1.11(b)), puis il devient turbulent et s'élargit (1.11(c)). Enfin la couche limite devient également turbulente (1.11(d)), induisant des vibrations importantes sur le profil. Les différents mécanismes provocant la transition ont été documentés par Delafin durant sa thèse à l'IRENav ([37]) : on parle de transition naturelle, de transition par bypass et de transition par séparation laminaire.

On peut toutefois s'attarder sur des études traitant des conséquences de cette transition sur les performances de profils portants. Ainsi, Mueller [83] a mesuré le chargement de différents profils pour plusieurs vitesses d'écoulement et incidences. Il a noté que leurs per-

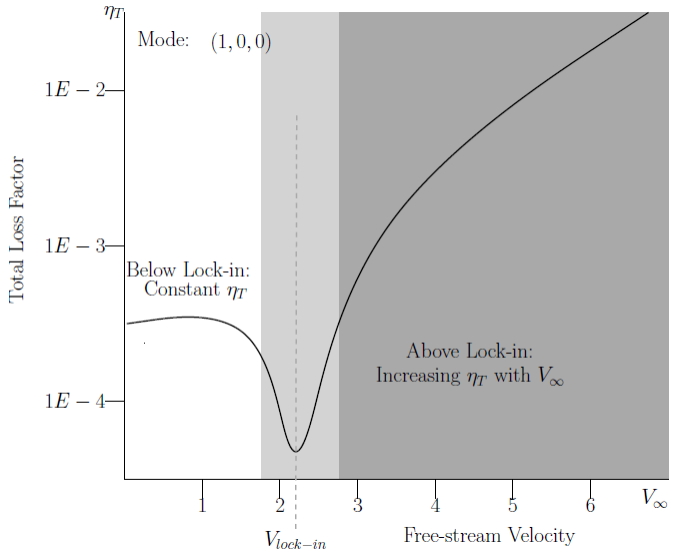


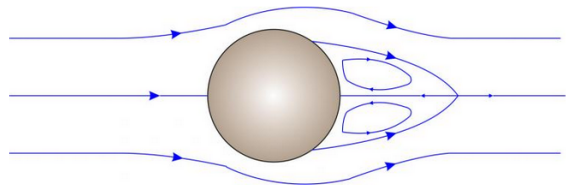
FIGURE 1.10 – Évolution du facteur de perte total η_T en fonction de la vitesse d'écoulement d'après Reese [91]

formances étaient soumises à un phénomène d'hystérésis pour Re $<$ 300 000. Il a déterminé que cette hystérésis dépend de la transition.

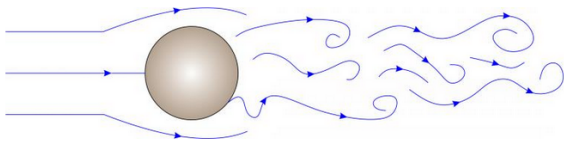
Lee et Gerontakos [64] ont analysé cette hystérésis pour un NACA 0012 en mouvement de tangage en air. Ils ont mesuré les caractéristiques de l'écoulement par des films chauds placés sur la surface du profil et visualisé les structures de l'écoulement grâce à de la fumée. Lorsque α restait inférieur à l'angle de décrochage $\alpha_{decro} = 13°$, le sillage était proche d'une allée de von Kármán pour une petite fréquence réduite, avec une hystérésis faible. Quand la fréquence réduite augmente, la transition est retardée et son retour avancé, l'hystérésis est donc réduite. Par contre, si l'incidence est supérieure à l'angle de décrochage, la couche limite devient irrégulière et l'hystérésis importante. Dans tous les cas, la taille du bulbe de séparation laminaire ne varie pas avec la fréquence réduite.

De même, Schreck et al. [97] ont caractérisé la transition pour plusieurs valeurs de vitesse de rotation α^+ ou du nombre de Reynolds via la mesure des contraintes de cisaillement près du bord d'attaque d'un NACA 0015 en mouvement de tangage en air. Ils ont ainsi déterminé que le renversement de la couche limite est un phénomène précurseur de la transition : augmenter α^+ retarde le renversement et la transition vers des incidences plus élevées, mais celle-ci est avancée lorsque le nombre de Reynolds est plus grand, le délai entre renversement et transition est donc raccourci.

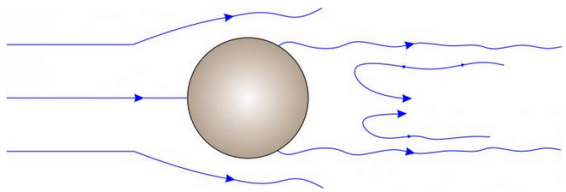
Enfin, Ducoin et al. [44] ont étudié les transitions induites par la transition sur un profil NACA 66-312. Ils ont comparé le comportement de deux profils, respectivement en acier inoxydable et en POM, pour des faibles incidences et vitesses d'écoulement (Re compris entre $4{,}5.10^5$ et $1{,}2.10^6$) par la mesure de pressions pariétales. Ils ont ainsi identifié le bulbe de séparation laminaire (LSB) et la fréquence du détachement tourbillonnaire, et déterminé que la fréquence et l'amplitude des vibrations du profil dépendait de la fréquence des tourbillons, et peuvent se coupler avec les fréquences propres du profil.



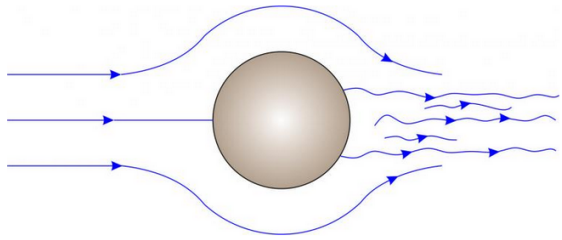
(a) Écoulement laminaire avec bulle de séparation dans le sillage d'un cylindre (Re $\simeq$ 26)



(b) Allée de von Kármaán dans le sillage d'un cylindre (Re $\simeq$ 2000)



(c) Élargissement du sillage turbulent derrière un cylindre, la couche limite est laminaire (Re $\simeq$ 15000)



(d) Couche limite et sillage turbulents (Re $\simeq$ 30000)

FIGURE 1.11 – Transition d'un écoulement laminaire vers un écoulement turbulent autour d'un cylindre

1.4.3 *Cavity-Induced Vibrations*

Enfin, la cavitation créé des vibrations importantes sur le profil lorsqu'elle est instable. En effet, nous avons vu précédemment que la taille d'une poche attachée peut osciller, ou provoquer le détachement d'un nuage de vapeur. La fréquence f_{cav} des variations de la cavité impacte les vibrations de la structure.

Ainsi, Ducoin et al. [45] ont mesuré le déplacement de l'extrémité d'un profil NACA 66-312 dans différentes configurations, en écoulement sub-cavitant puis cavitant. Le déplacement est lié au chargement hydrodynamique et donc gouverné par les effets visqueux. Lorsque l'écoulement devient cavitant, les fluctuations du chargement augmentent les vibrations subies par le profil. Notons que celui-ci est mis en mouvement de tangage, les mesures ont été réalisées pour deux vitesses de rotation : les patterns de cavitation étaient différents du fait de la diminution des effets visqueux liés à l'augmentation de la vitesse.

Amromin et Kovinskaya [6] ont étudié les vibrations induites sur une aile par la cavitation. Pour cela ils perturbent périodiquement la poche, faisant ainsi varier son épaisseur et sa longueur, ce qui produit une excitation du profil. L'augmentation des vibrations était alors non négligeable dans deux gammes de fréquences. La première, à haute fréquence, est proche de la fréquence propre de l'aile, ce qui conduit à une résonance élastique du profil amortie par la cavité. La seconde, à basse fréquence, correspond aux oscillations du volume de la cavité.

Lorsque la flexibilité du profil augmente, ses fréquences propres diminuent, se rapprochant des bandes de fréquences associées au détachement de vapeur. Akcabay et al. [2] et Akcabay et Young [3, 4] ont ainsi montré qu'un phénomène de lock-in peut intervenir. Ces résultats sont obtenus par un modèle U-RANS pour le fluide, et un modèle à deux degrés de liberté

pour la structure, qui seront développés dans la section 1.6. Ils sont validés par la comparaison avec des données expérimentales obtenues sur deux profils NACA 66 respectivement en acier inoxydable et en POM ([2]) : les fréquences sont bien évaluées par le modèle, mais l'amplitude des vibrations est moins bien estimée.

Ces simulations ont également montré que, dans le cas où les fréquences impliquées étaient éloignées, un élargissement des pics pouvait apparaître sur le spectre de vibration du profil. Celui-ci est provoqué par une modulation liée à la cavitation et aux variations de masse ajoutée induites. Enfin, la cavitation implique un déplacement du centre de pression du profil. Lorsque la poche est grande, celui-ci se trouve alors devant le centre élastique, réduisant l'influence de la flexibilité. Dans le cas contraire, la torsion tend à augmenter l'incidence et donc la portance du profil.

Des modèles simplifiés de la cavitation permettent également de bien estimer la valeur des fréquences des vibrations, comme la loi barotropique décrite précédemment et utilisée par Benaouicha et al. [17].

Notons que l'effet des vibrations sur la cavitation a également été étudié. Reese [91] n'a ainsi pas pu déterminer d'influence des vibrations sur la taille de la cavité ou sa persistance sur le profil, même en cas de lock-in.

1.5 Masse ajoutée

1.5.1 Présentation

Lorsqu'une structure vibre dans un milieu fluide, qu'il soit ou non au repos, celui-ci est entraîné par ce mouvement et son inertie créé en retour une force sur la structure. Vu et al. [103] démontrent que l'action du fluide peut se scinder en deux parts : la première s'écrit comme le produit d'un coefficient et de l'accélération de la structure, tandis que la deuxième s'écrit comme le produit de sa vitesse et d'un second coefficient. On peut donc considérer qu'elle se résume à l'ajout d'une masse et d'un amortissement supplémentaires à la structure.

La démonstration la plus simple peut être réalisée en traitant l'exemple d'un système masse-ressort amorti plongé dans un fluide ([19]). On pose :
- masse m (kg)
- constante de raideur k $(kg.s^{-2})$
- coefficient d'amortissement c $(kg.s^{-1})$

alors l'équation obtenue par la seconde loi de Newton est :

$$m\ddot{x} + c\dot{x} + kx \;=\; F \tag{1.4}$$

où F est la force du fluide sur le système, générée par le mouvement de la structure, que l'on peut donc généralement écrire sous la forme d'une série trigonométrique :

$$F \;=\; \sum_{i\,=\,1}^{N} (a_i sin(i\omega t) + b_i cos(i\omega t)) \tag{1.5}$$

avec ω la pulsation de la structure, ou encore, en négligeant les harmoniques :

$$F = a_1 sin(\omega t) + b_1 cos(\omega t) \tag{1.6}$$

Dans le cas d'oscillations harmoniques à la pulsation ω, la position de la masse peut s'écrire $x = x_0 sin(\omega t)$, ce qui implique $\dot{x} = \omega x_0 cos(\omega t)$ et $\ddot{x} = -\omega^2 x_0 sin(\omega t)$. On réécrit F sous la forme :

$$F = -A\ddot{x} - B\dot{x} \tag{1.7}$$

L'équation régissant le mouvement du système est donc :

$$m\ddot{x} + c\dot{x} + kx = -A\ddot{x} - B\dot{x} \tag{1.8}$$

ou :

$$(m + A)\ddot{x} + (c + B)\dot{x} + kx = 0 \tag{1.9}$$

Ce qui correspond à l'équation d'un système masse-ressort amorti avec une masse (m + A) et un amortissement (c + B). A et B correspondent donc respectivement à la masse et à l'amortissement ajoutés.

Cette masse est usuellement interprétée, à tort, comme la masse du fluide qui se déplace avec la structure. En effet, lorsqu'une paroi se trouve proche de la structure, sa masse ajoutée augmente alors que la masse de fluide déplacé diminue : De la Torre [33] a ainsi mesuré une augmentation jusqu'à 13,9% de la masse ajoutée pour un profil NACA 0009 proche d'une paroi.

Conséquences de la masse ajoutée sur le système

La masse ajoutée a pour effet de diminuer les fréquences propres de la structure par rapport à celles que l'on mesurerait dans le vide. En effet, on peut écrire :

$$\omega_{vide} = \sqrt{\frac{k}{M}} \tag{1.10}$$

Or, si l'on considère que la raideur du système ne varie pas lorsque celui-ci est entièrement plongé dans un domaine fluide infini, on peut faire l'approximation suivante :

$$\omega_{fluide} = \sqrt{\frac{k}{M'}} \tag{1.11}$$

avec $M' = M + M_a$, où M_a est la masse ajoutée par l'action du fluide sur la structure. On peut donc écrire le rapport des fréquences suivant :

$$\frac{f_{fluide}}{f_{vide}} = \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{M_a}{M}}} \tag{1.12}$$

L'effet de la masse ajoutée dépend donc du rapport des masses volumiques de la structure et du fluide. Par exemple, l'air aura peu d'importance sur un bâtiment, alors qu'il en aura sur une voile. La masse volumique moyenne des structures sous-marines est du même ordre de grandeur que celle de l'eau. La dynamique de ces structures sera donc largement influencée par le fluide environnant.

Système à plusieurs degrés de liberté

Dans le cas d'un système à N degrés de liberté, la dynamique se traduit par N équations que l'on peut écrire sous forme matricielle :

$$[M]\underline{\ddot{x}} + [C]\underline{\dot{x}} + [K]\underline{x} \;=\; \underline{F} \tag{1.13}$$

où $[M]$, $[C]$ et $[K]$ sont respectivement les matrices NxN de masse, amortissement et raideur, toutes les trois symétriques, et $\underline{\ddot{x}}$, $\underline{\dot{x}}$, $\underline{x}$ et $\underline{F}$ sont des vecteurs de dimension N.

Ce problème peut être résolu par le calcul des valeurs propres de cette équation en posant $\underline{x} \;=\; \underline{X}e^{i\omega t}$. De nouveau, simplifions l'équation pour expliquer la méthode : on se place dans le cas de vibrations libres et non amorties, soit $[C] = [0]$ et $\underline{F} = \underline{0}$. L'équation 1.13 devient :

$$\left(-\omega^2[M] + [K]\right)\underline{X}e^{i\omega t} \;=\; \underline{0} \tag{1.14}$$

On pose $[A] \;=\; [M]^{-1}[K]$ et $\lambda \;=\; \omega^2$. L'équation s'écrit alors :

$$\left([A] - \lambda[I]\right)\underline{X} \;=\; \underline{0} \tag{1.15}$$

où $[I]$ est la matrice identité. On peut alors calculer les N valeurs propres λ_i solutions de cette équation, puis les vecteurs propres $\underline{\Phi_i}$ qui leur sont associés. Ceux-ci correspondent aux formes modales du système.

La résolution de cette équation peut être simplifiée en diagonalisant les matrices $[M]$ et $[K]$, ce qui est toujours possible puisqu'elles sont réelles et symétriques. Richardson [93] définit la masse modale $[M_i]$ comme le produit matriciel de la matrice de masse $[M]$ et des modes propres $[\Phi] \;=\; [\underline{\Phi_i}]$ du système :

$$[\Phi]^t[M][\Phi] \;=\; [M_i] \tag{1.16}$$

où $[\Phi]^t$ désigne la transposée de $[\Phi]$. De la même façon, la raideur modale $[K_i]$ est définie par :

$$[\Phi]^t[K][\Phi] \;=\; [K_i] \tag{1.17}$$

$[M_i]$ et $[K_i]$ sont donc des matrices diagonales. En posant :

$$\underline{x} \;=\; [\Phi]\underline{q} \tag{1.18}$$

l'équation 1.13 s'écrit, pour $[C] = [0]$ et $\underline{F} = \underline{0}$:

$$[M][\Phi]\underline{\ddot{q}} + [K][\Phi]\underline{q} \;=\; \underline{0} \tag{1.19}$$

multipliée à gauche par $[\Phi]^t$:

$$[\Phi]^t[M][\Phi]\underline{\ddot{q}} + [\Phi]^t[K][\Phi]\underline{q} \;=\; \underline{0} \tag{1.20}$$

soit :

$$[M_i]\underline{\ddot{q}} + [K_i]\underline{q} \;=\; \underline{0} \tag{1.21}$$

c'est-à-dire N équations à un degré de liberté.

Revenons à un système vibrant dans un fluide au repos. Le mouvement de la structure provoque une variation du champs de pression dans le fluide environnant, ce qui implique $\underline{F} \neq \underline{0}$. Axisa [12] nous propose de projeter cette force sur les modes propres de la structure dans le vide et l'écrire sous la forme d'une série modale. Or, de même que pour un système à un degré de liberté, on peut simplifier son expression et la ramener à la somme d'une composante proportionnelle à l'accélération de la structure et d'une seconde proportionnelle à sa vitesse :

$$\underline{F} \;=\; -[M_a]\underline{\ddot{q}} - [C_a]\underline{\dot{q}} \tag{1.22}$$

L'équation 1.13 devient :

$$([M] + [M_a])\underline{\ddot{q}} + ([C] + [C_a])\underline{\dot{q}} + [K]\underline{q} \;=\; \underline{0} \tag{1.23}$$

Au final, la masse ajoutée d'un système à N degrés de liberté est donc liée de la masse modale. Notons que, lorsque les modes propres de la structure sont différents dans le vide et dans le fluide, la matrice $[M_a]$ n'est pas diagonale. Si les modes propres varient peu dans le fluide par rapport au vide, on peut écrire, pour le i^{eme} mode :

$$\frac{f_{i,fluide}}{f_{i,vide}} \;=\; \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{M_{a,i}}{M_i}}} \tag{1.24}$$

Reese [91] propose d'utiliser l'équation 1.11 pour déterminer les masses et amortissements modaux du système. En effet, on connaît les fréquences propres f_{fluide} du système qu'on écrit :

$$f_i \;=\; \frac{1}{2\pi}\sqrt{\frac{K_i}{M_i}} \tag{1.25}$$

En ajoutant une masse ΔM connue au système, on mesurera des fréquences $f_{i,\Delta M}$ telles que :

$$f_{i,\Delta M} \;=\; \frac{1}{2\pi}\sqrt{\frac{K_i}{M_i + \Delta M}} \tag{1.26}$$

On peut poser $x \;=\; \Delta M$, $y \;=\; \frac{1}{f_{i,\Delta M}^2}$, $a \;=\; \frac{4\pi^2}{K_i}$ et $b \;=\; \frac{4\pi^2 M_i}{K_i}$ pour linéariser cette équation.

1.5.2 Calcul de la masse ajoutée

La théorie potentielle donne des bons résultats dans certaines conditions, et les calculs sont facilités dans le cas de structures symétriques. On obtient ainsi des valeurs de masse ajoutée par unité de longueur exactes pouvant être calculées pour des sections en deux dimensions. Une grande part est répertoriée par Blevins [19] ou encore Brennen [23]. Le passage en trois dimensions peut s'effectuer par la théorie des bandes : on considère une structure 3D comme la somme de sections 2D dont la masse ajoutée par unité de longueur dx est connue. La masse ajoutée à la structure complète peut alors s'écrire :

$$A \;=\; \int_0^L A_s dx \tag{1.27}$$

avec L la longueur de la structure. Cette théorie néglige néanmoins les effets de bord. Cette approximation est donc d'autant plus vraie que L est grande.

Lindholm et al. [72] ont étudié en particulier le cas de plaques fixées en porte-à-faux, et ont apporté des corrections par rapport aux valeurs théoriques en fonction de l'épaisseur de la plaque, ou encore de son rapport envergure/corde. Liang et al. [70] utilisent ainsi la théorie de la masse ajoutée pour déterminer les fréquences propres et les formes modales de plaques planes de différents rapports longueur/largeur. Ils ont déterminé que les fréquences augmentent avec l'épaisseur mais diminuent avec le rapport envergure/corde.

Plusieurs études se penchent sur la modélisation de la masse ajoutée comme Munch et al. [80] ou encore Liu et al. [73] dont le modèle est adapté aux études avec des fortes valeurs de masse ajoutée. De même, Banks et al. [13] proposent un algorithme adapté aux structures subissant de grands déplacement pour lesquels les effets de masse ajoutée sont importants.

Des modélisations s'attardent également à déterminer la masse ajoutée sur des structures complètes, comme une turbine pour Rodriguez et al. [94]. Toutefois, les erreurs numériques peuvent accroître la masse ajoutée de manière virtuelle. Young et al. [110] propose ainsi un algorithme de couplage hybride pour FSI qui évite les instabilités numériques et réduit donc cette masse ajoutée virtuelle.

Dans le cas de structures oscillantes, la nature du mouvement aura une influence sur la masse ajoutée. Rajaomazava [90] indique que, dans le cas d'un profil en mouvement de tangage, les fréquences propres augmentent. Mais si le profil est en mouvement de pilonnement uniquement, l'amortissement tend à augmenter, et les fréquences diminuent. En couplant les deux mouvements, on observe une interaction entre les spectres correspondant respectivement au tangage et au pilonnement, la masse ajoutée agit alors principalement sur ce dernier.

Si cette structure oscille dans un fluide au repos, la masse ajoutée dépend uniquement de ([19]) :

- la géométrie du problème, ce qui inclut la structure mais aussi les structures environnantes et la surface libre
- l'amplitude et la direction des vibrations
- un nombre sans dimension proche du nombre de Reynolds : $\frac{fL^2}{\nu}$

Rodriguez et al. [95] ont étudié l'influence de la proximité d'une paroi sur la réponse modale d'une plaque plane et ont déterminé qu'elle était plus importante que celle d'une surface libre calculée par Fu et al. [49]. En effet, la réduction des fréquences propres du fait de l'immersion du système est partiellement compensée par une augmentation quand le rapport entre la distance à la paroi et l'épaisseur de la plaque diminue. Valentin et al. [101] ont observé le même phénomène sur un disque immergé dans un cylindre. Ils ont noté que la hauteur d'eau au-dessus du disque n'avait pas une grande influence sur ses fréquences propres, contrairement à la proximité de la paroi inférieure du cylindre. Ainsi, les fréquences diminuent lorsque la paroi s'éloigne du disque. Le pourcentage de réduction dépend alors du mode concerné. En effet, la Torre [33, 32] montre que la diminution est plus importante pour les modes perpendiculaires à la paroi.

Cas des écoulement cavitants

La Torre [33, 31] identifie donc une relation linéaire entre la masse du fluide entrainée par un profil NACA 0009 vibrant et la masse ajoutée. Mais dans le cas d'écoulements cavitants, la

masse volumique du fluide environnant varie au cours du temps, entraînant des fluctuations importantes de la masse ajoutée sur les structures. Ainsi, la masse ajoutée est maximale dans un fluide au repos et diminue avec la cavitation. La complexité des phénomènes en jeu est donc importante et peu d'études ont été réalisées sur le sujet.

D'après Rajaomazava [88], les fluctuations de la masse ajoutée expliquent la modulation des fréquences propres et de leur amplitude, observée également par Akcabay et Young [3, 4].

Différentes méthodes sont donc proposées pour déterminer la masse ajoutée en modèle cavitant comme Li et al. [69] qui considèrent un écoulement multiphasique, ou encore Uhlman et al. [100] qui travaillent sur des corps supercavitants.

Enfin, Benaouicha et Astolfi [16] ont étudié le cas d'une cavité oscillante. Leur modèle, basé sur des équations de Laplace, a été traité dans le cas d'un fluide dont la masse volumique est constante, pour deux profils respectivement symétrique et asymétrique. Lorsque la taille de la cavitation oscille, la matrice de masse ajoutée n'est plus symétrique : elle dépend alors de la géométrie et de l'écoulement. La diminution des coefficients de masse ajoutée induit une augmentation des fréquences propres associées.

1.6 Simulations numériques à l'Université du Michigan

Le travail réalisé durant cette thèse est à mettre en parallèle avec les simulations réalisées au département d'architecture navale et d'ingénierie marine de l'université du Michigan. Le modèle mis en place pour ces simulations est développé dans plusieurs articles ([3, 4, 27] pour les plus récents) et est décrit ici pour simplifier la compréhension des comparaisons qui seront faites dans les chapitres suivants.

Le modèle solide décrit la dynamique d'un profil NACA 0015 en deux dimensions fixé en porte-à-faux. Il est supposé rigide dans la direction de la corde, le modèle ne présente donc que deux degrés de liberté correspondant à la flexion (la flèche est désignée par la lettre h sur la figure 1.12) et à la torsion (θ) dans la direction de l'envergure (z). La section étudiée ici correspond à l'extrémité libre de notre profil expérimental.

Les déformations sont calculées au centre élastique (EA). Celui-ci se trouve à une distance ab de la mi-corde, avec $2b = c$. Les coefficients de raideur associés aux modes de flexion et torsion sont respectivement $\tilde{K}_{s,h}$ et $\tilde{K}_{s,\theta}$, tandis que les coefficients d'amortissement sont désignés par $\tilde{\zeta}_{s,h}$ et $\tilde{\zeta}_{s,\theta}$.

La flexion et la torsion s'écrivent sous la forme :

$$\tilde{h}(z,t) = h(t)f(z) \tag{1.28}$$

$$\tilde{\theta}(z,t) = \theta(t)g(z) \tag{1.29}$$

où $h(t)$ et $\theta(t)$ représentent les valeurs obtenues à l'extrémité du profil, $f(z)$ et $g(z)$ sont les formes modales d'une poutre pour la flexion et la torsion respectivement ([19]), avec z la position dans la direction de l'envergure. Elles sont définies par :

$$f(z) = cosh(\lambda_i * z^*) - cos(\lambda_i * z^*) - \sigma_i * \big(sinh(\lambda_i * z^*) - sin(\lambda_i * z^*)\big) \tag{1.30}$$

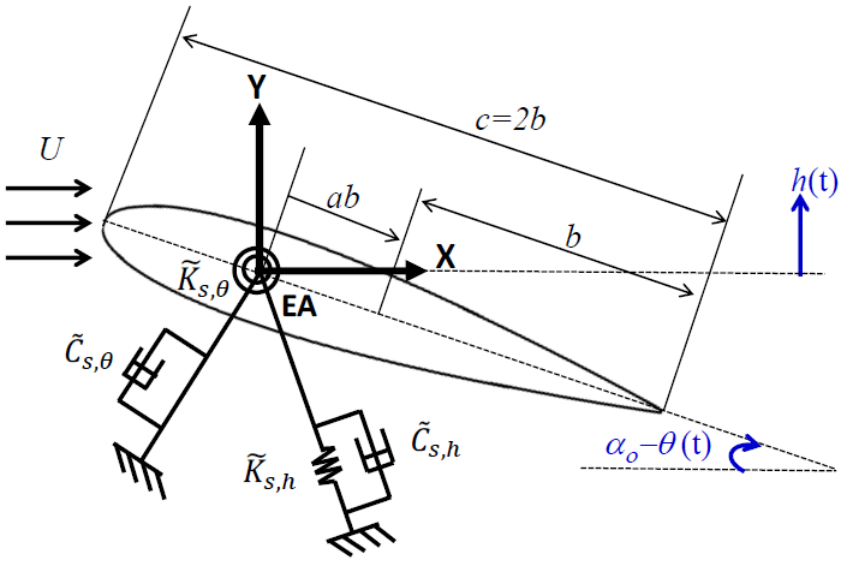


FIGURE 1.12 – Modélisation à deux degrés de liberté d'un profil NACA 0015

$$g(z) \;=\; sin\Big(\frac{\pi(2i-1)}{2}z^*\Big) \tag{1.31}$$

$h(t)$ et $\theta(t)$ sont les solutions des équations du mouvement suivantes :

$$J_\theta\ddot{\theta} + 2J_\theta\tilde{\zeta_{s,\theta}}\omega_\theta\dot{\theta} + \tilde{K_{s,\theta}}\theta \;=\; \mathcal{M} \tag{1.32}$$

$$m\ddot{h} + 2m\tilde{\zeta_{s,h}}\omega_h\dot{h} + \tilde{K_{s,h}}h \;=\; \mathcal{F} \tag{1.33}$$

où $\mathcal{F}$ et $\mathcal{M}$ sont la force et le moment exercés par le fluide sur le profil. Notons que le terme de couplage est ici négligé : celui-ci est lié à la distance $\mathcal{H}$ entre le centre de gravité et le centre élastique.

Les caractéristiques du profil sont déterminées pour que les fréquences propres en air obtenues correspondent aux fréquences expérimentales déterminées lors de cette thèse, et sont validées en comparant les fréquences propres du profil immergé.

Les équations du mouvement adimensionnalisées s'écrivent :

$$[\tilde{M_s}]\underline{\ddot{\tilde{X}}}_{n+1} + [\tilde{C_s}]\underline{\dot{\tilde{X}}}_{n+1} + [\tilde{K_s}]\underline{\tilde{X}}_{n+1} - (\underline{\tilde{F}}_{FSI})_{n+1} \;=\; (\underline{\tilde{F}}_{CFD})_n - (\underline{\tilde{F}}_{FSI})_n \tag{1.34}$$

où n correspond à l'indice temporel et $\tilde{x}$ désigne la variable x adimensionnalisée. Dans l'équation 1.34, on distingue trois éléments :

1. $[\tilde{M_s}]\underline{\ddot{\tilde{X}}} + [\tilde{C_s}]\underline{\dot{\tilde{X}}} + [\tilde{K_s}]\underline{\tilde{X}}$
2. $\underline{\tilde{F}}_{CFD}$
3. $\underline{\tilde{F}}_{FSI}$

Le premier élément correspond à la résolution de la partie solide : $\underline{\tilde{X}} \;=\; [h/b, \theta]^t$, $\underline{\dot{\tilde{X}}}$ et $\underline{\ddot{\tilde{X}}}$ sont respectivement les vecteurs de déplacement, de vitesse et d'accélération ; $[\tilde{M_s}]$, $[\tilde{C_s}]$ et $[\tilde{K_s}]$ sont les matrices de masse, d'amortissement et de raideur du profil.

Le second élément est le vecteur représentant la force et le moment du fluide sur la structure. Ceux-ci sont obtenus par le code commercial ANSYS-CFX, qui résout les équations

URANS (*Unsteady Reynolds-Averaged Navier-Stokes*), auxquelles on applique un modèle $k-\omega$ SST pour la turbulence. Le maillage est déformé à chaque pas de temps en fonction de la déformation du profil.

Le troisième élément correspond au couplage fluide-solide. Il est réalisé par la méthode LHC (*Loose Hybrid Coupled*) dérivée de la théorie potentielle de Theodorsen : cette méthode permet d'obtenir une solution stable en soustrayant l'estimation potentielle des forces correspondant aux interactions entre le fluide et le solide de part et d'autre de l'équation de mouvement. On l'écrit :

$$\underline{\tilde{F}}_{FSI} \;=\; -[\tilde{M_f}]\underline{\ddot{\tilde{X}}} - [\tilde{C_f}]\underline{\dot{\tilde{X}}} - [\tilde{K_f}]\underline{\tilde{X}}$$

où $[\tilde{M_f}]$, $[\tilde{C_f}]$ et $[\tilde{K_f}]$ sont les matrices d'inertie, d'amortissement et de raideur du fluide.

Enfin, la résolution temporelle utilise une méthode semi-implicite de Crank-Nicolson.

Les simulations sont initialisées avec un écoulement stationnaire autour d'un profil statique, dont la flèche et la torsion sont nulles. Notons que des études ont été réalisées pour déterminer le maillage et le pas de temps le plus approprié aux simulation. Celles-ci ne sont pas rapportées ici, plus d'informations sont disponibles dans différents articles tels que [3, 4, 27].

1.7 Conclusion

Bien que des analyses aient été réalisées concernant les différents phénomènes cités dans ce chapitre (flexibilité, cavitation, vibrations,...), on observe un manque de données expérimentales, notamment dans le cas d'un couplage entre plusieurs phénomènes. Ainsi, il nous apparaît nécessaire de mesurer à la fois les contraintes, les déformations, mais aussi les vibrations d'un système souple et léger en présence de cavitation. Ces données expérimentales permettront à la fois de développer nos connaissances quant aux interactions fluide-structure en hydrodynamique, et également de valider des codes et des simulations numériques réalisés en parallèle.

Toutefois, afin de déterminer les effets de la cavitation sur un profil souple et léger, une étude de son comportement devra au préalable être mise en place en écoulement non-cavitant.

Chapitre 2

Dispositifs et protocoles expérimentaux

"Ceux qui abandonnent ne se rendent jamais compte
à quel point ils étaient près de réussir."
Thomas Edison

Sommaire

2.1 Profils étudiés . . . 32
2.1.1 Montage à faible encastrement . . . 33
2.1.2 Montage à fort encastrement . . . 33
2.2 Tunnel de cavitation . . . 35
2.3 Mise en mouvement du profil . . . 37
2.4 Mesure du chargement hydrodynamique . . . 38
2.4.1 Balance hydrodynamique . . . 38
2.4.2 Post-traitement . . . 39
2.5 Mesure de contraintes . . . 42
2.6 Mesure des déformées statiques . . . 44
2.7 Mesure du champ de vitesse . . . 46
2.8 Mesure vibratoire . . . 48
2.8.1 Dispositif expérimental . . . 48
2.8.2 Analyse des images de cavitation de la caméra rapide . . . 50
2.8.3 Fréquences et modes propres des profils . . . 53
2.9 Validation du modèle poutre . . . 55
2.10 Masse ajoutée . . . 58
2.10.1 Masses modales . . . 59
2.10.2 Plaque plane . . . 62
2.10.3 Profils NACA 0015 . . . 64
2.11 Mesure de l'amortissement des profils . . . 65
2.11.1 Décrément logarithmique . . . 66
2.11.2 Bande à -3 dB . . . 68
2.12 Évolution des fréquences avec le niveau d'eau . . . 70
2.13 Bilan . . . 72

Préambule

Au long de cette thèse, différents types de mesures ont été effectués afin d'étudier plusieurs aspects du comportement d'un profil souple : chargement, contraintes, déformations, vibrations et champs de vitesse. Le matériel utilisé pour chacune de ces mesures, ainsi que les protocoles expérimentaux mis en place à cette occasion, sont présentés dans ce chapitre.

2.1 Profils étudiés

Le profil choisi pour cette étude est le NACA 0015 (Figure 2.1). Il s'agit d'un profil 2D, rectangulaire, fixé en porte-à-faux dans la veine (décrite au paragraphe 2.2). La corde des profils vaut c = 100 mm et l'envergure s = 191 mm ± 0,5 mm. D'autre part, il a été déterminé expérimentalement [65] et vérifié numériquement [37] que les parois de la veine perturbent l'écoulement sur environ 10% de l'envergure du profil, l'écoulement est donc considéré uniforme sur approximativement 80% de la surface du profil.

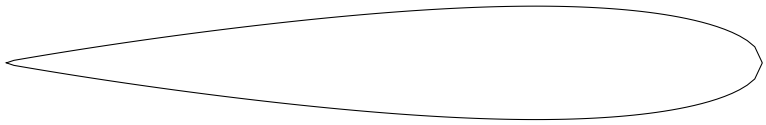


FIGURE 2.1 – Profil étudié (NACA 0015)

Afin d'analyser les conséquences de la flexibilité du profil, différents matériaux ont été utilisés. Les mesures ont d'abord été réalisées avec un profil monobloc en acier inoxydable 316L (classification AISI) et ont donc servi de référence. Les profils flexibles ont été réalisés en polyoxymethylene copolymère (POM-C), aussi appelé polyacétal, dont les caractéristiques sont comparées à celles de l'acier inoxydable dans la table 2.1. Le POM-C est un matériau isotropique. Dans la suite, le profil en acier sera appelé "profil inox" et le POM-C sera simplement appelé "POM".

	Inox	POM
Module de Young (E)	203 GPa	2,86 GPa
Coefficient de Poisson (ν)	0,30	0,35
Masse volumique (ρ)	7850 kg.m^{-3}	1410 kg.m^{-3}
Masse du profil (M)	1541 g	277 g
Nombre de masse ($\mathcal{M}$)	0,13	0,71
Nombre de Cauchy (C_Y)	1,2.10^{-7}	8,7.10^{-6}

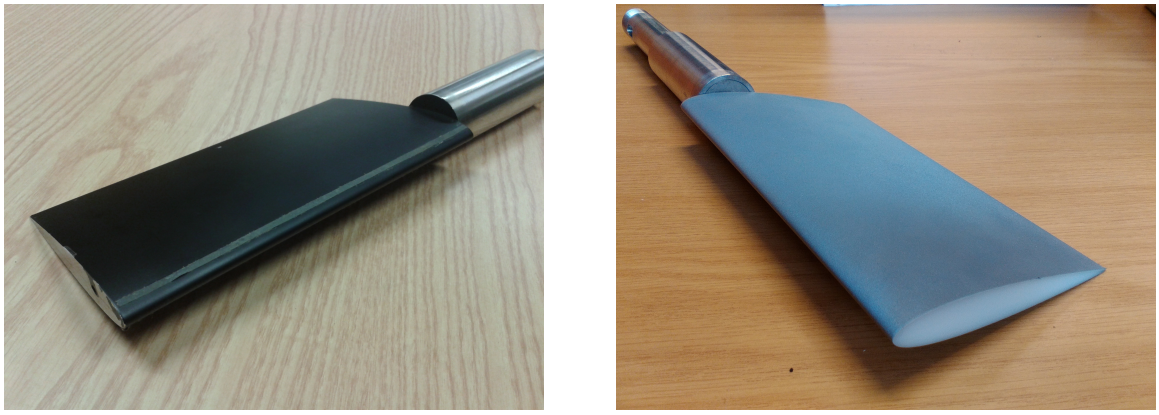
TABLE 2.1 – Comparaison des caractéristiques de l'acier inoxydable 316L et du POM. Le nombre de Cauchy est calculé pour une vitesse d'écoulement $U = 5m.s^{-1}$

Les mesures effectuées ayant un nombre de Reynolds Re compris entre 3.10^5 et 1.10^6, des phénomènes de transition d'un écoulement laminaire à un écoulement turbulent sont susceptibles d'intervenir. Pour les éviter, des bandes rugueuses peuvent être placées près du bord d'attaque afin de déclencher la turbulence.

Les différents profils utilisés sont décrits plus précisément dans les paragraphes suivants, en fonction du système de montage.

2.1.1 Montage à faible encastrement

Afin de mesurer les efforts subis par les profils, il est nécessaire de réduire les frottements dus au contact entre le profil et les parois de la veine. Ils sont alors fixés par une queue cylindrique en aluminium qui est insérée dans la paroi de la veine. Deux profils ont ainsi été usinés, respectivement en acier inoxydable et en POM (Figure 2.2). Le centre de rotation est placé au quart de corde, où l'épaisseur du profil est la plus importante.



(a) Hydrofoil en acier inoxydable avec bandes rugueuses

(b) Hydrofoil en POM (POM_b, ici recouvert d'un film reflechissant)

FIGURE 2.2 – Profils étudiés avec montage à faible encastrement

La queue du profil en POM est en aluminium afin qu'aucune déformation de celle-ci n'intervienne et ne perturbe les mesures de la balance (Figure 2.2(b)). Un premier profil avait été conçu avec une petite cavité profonde de 15 mm creusée dans sa base afin d'accueillir une pièce métallique sur laquelle est vissée la queue (plan en annexe A). Cette pièce, qui mesure environ 72% de la corde, est collée dans la cavité, son alignement est vérifié par des picots. Toutefois une série de mesure à 5 $m.s^{-1}$ a provoqué la décollement de cette pièce et du profil.

Un système de fixation a donc été imaginé afin de renforcer la liaison entre le profil et sa queue en limitant les contraintes près de la base du profil. Un plan du profil est disponible en annexe A. Ainsi, une seconde cavité a été usinée à l'intérieur du profil, à environ 15,5% de l'envergure pour accueillir une tige métallique à laquelle la première pièce sera vissée en deux points. Puis cette cavité est bouchée par de la résine Araldite® 2015, qui est thixotropique et dont le module d'Young vaut 2 GPa, soit une valeur proche de celui du POM. Dans la suite, le profil en POM à faible encastrement sera appelé "POM_b".

2.1.2 Montage à fort encastrement

Un deuxième montage est mis en place pour réaliser des mesures avec un meilleur encastrement du profil en POM. Pour limiter les contraintes et déformations à la jointure entre le profil et sa queue, l'aile possède une base circulaire de longueur identique à sa corde, ces deux parties du profil étant construites en un seul bloc (en blanc sur la figure 2.3).

Cette base est vissée en six points à un tenant en aluminium, solidaire de la queue du profil (en gris). Elle y est maintenue par l'intermédiaire d'une rondelle en POM de 150 mm de

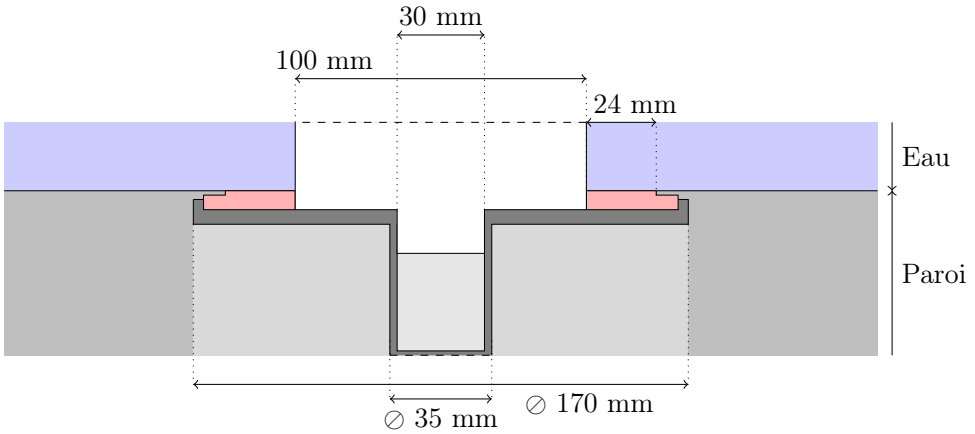


FIGURE 2.3 – Coupe du montage à fort encastrement : le profil et sa base (blanc), la rondelle en POM (rouge), le tenant en aluminium (gris)

diamètre extérieur (en rouge), également fixée au tenant par six vis. La queue en aluminium, solidaire du tenant, est partiellement creuse afin de laisser passer les câbles nécessaires aux mesures de contraintes. Le tenant du profil vient s'encastrer dans la paroi de la veine, ce qui implique que le centre de rotation se trouve à mi-corde. Dans la suite du manuscrit, ce profil sera nommé "POM$_c$", il est représenté sur la figure 2.4(a).

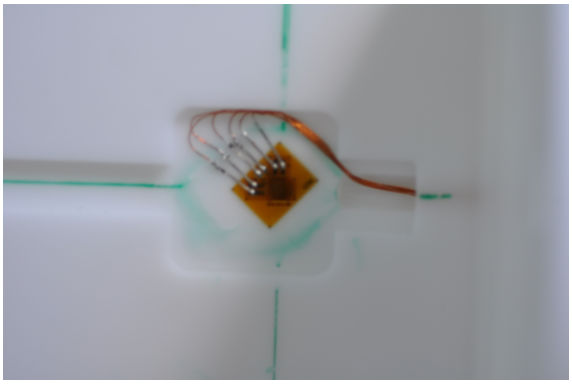
(a) Hydrofoil en POM à fort encastrement (POM$_c$)

(b) Jauges de contraintes

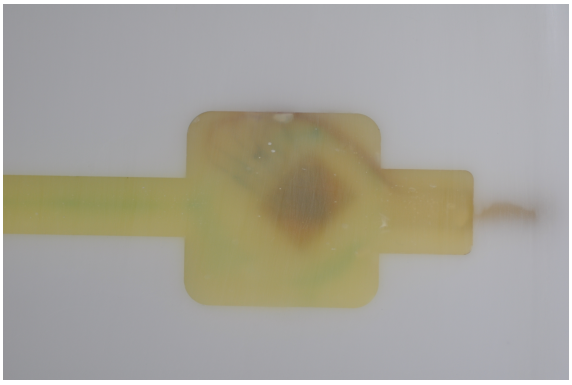
FIGURE 2.4 – Profil en POM utilisé pour les mesures de contraintes

Les mesures des contraintes subies par le profil ont été effectuées grâce à trois jauges de contraintes identiques, collées dans une cavité proche de la base du profil, où les contraintes sont les plus importantes (Figure 2.5(a)). Une deuxième cavité est disponible sur le profil, mais n'a pas été utilisée dans cette étude. Ces cavités sont de forme carrée aux angles arrondis, de côté 23 mm et de profondeur 2 mm. Le trou a ensuite été bouché avec la résine Araldite® 2015 (Figure 2.5(b)). Les chambrages visibles sur la base du profil ont été comblés par la même résine (non effectué sur la figure 2.4(a)).

Les jauges utilisées ici sont des jauges L2A_13-125WW-120 de Vishay Micro Measurements ®. Elles sont fabriquées en constantan et leur facteur k est égal à 2,11. Elles ont une résistance électrique de 120 Ω. Leur précision est de l'ordre de ±6%. Elles sont assemblées en quart de pont (Figure 2.4(b)). Les trois axes des jauges sont séparés par un angle de 45°,



(a) Montage des jauges sur les profil



(b) Mise en place de la résine

FIGURE 2.5 – Montage des jauges de contraintes

le premier étant donné par la direction de l'envergure du profil. L'axe de la contrainte ε_1 correspond donc à l'envergure et celui d'ε_3 est dans le sens de la corde.

2.2 Tunnel de cavitation

Les mesures ont été réalisées dans le tunnel de cavitation de l'IRENav. La structure globale du tunnel s'étend sur deux étages et mesure 15 m de long. Une fois rempli, le tunnel contient 60 m^3 d'eau.

La veine d'essai mesure 1m de long et sa section est carrée de côté 192 mm (Figure 2.6). Il y a donc un espace de ± 1 mm entre la paroi de la veine et l'extrémité libre du profil. Elle est située en aval d'un convergent dont la section d'entrée est haute de 600 mm pour 192 mm en sortie. Les parois de la veine font 80 mm d'épaisseur, le fond est en aluminium tandis que les faces avant, haut et bas sont en plexiglas.

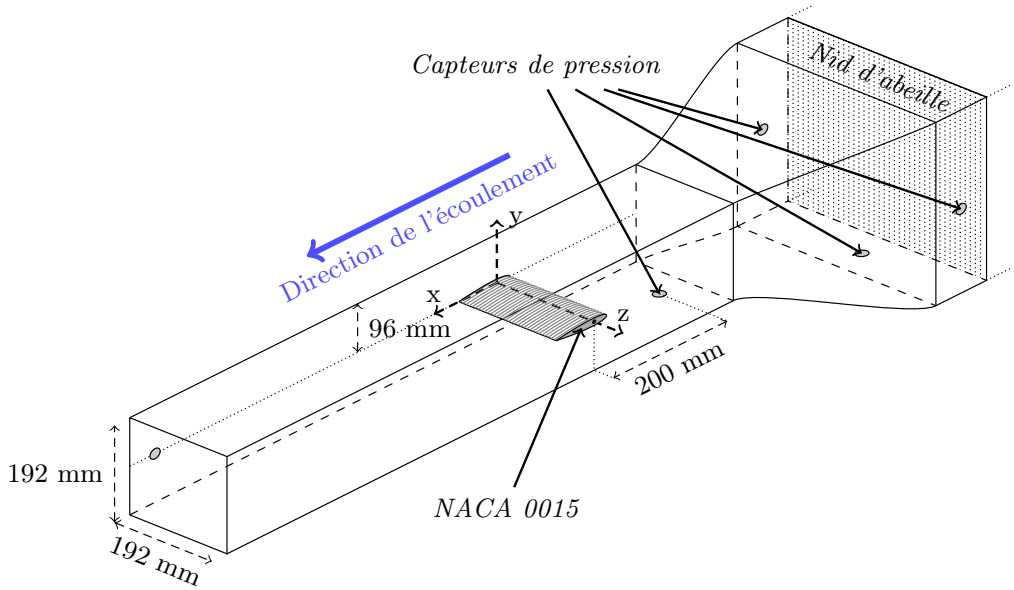


FIGURE 2.6 – Tunnel de cavitation de l'IRENav

Pour contre-balancer le développement de la couche limite sur la paroi inférieure de la veine d'essai, celle-ci est légèrement inclinée. La mesure de sa pente, effectuée par Jean-Baptiste Marchand durant sa thèse à l'IRENav, indique que, si la hauteur en entrée de veine est bien de 192 mm, elle est d'environ 195 mm en sortie de veine, soit une pente de 0,3%.

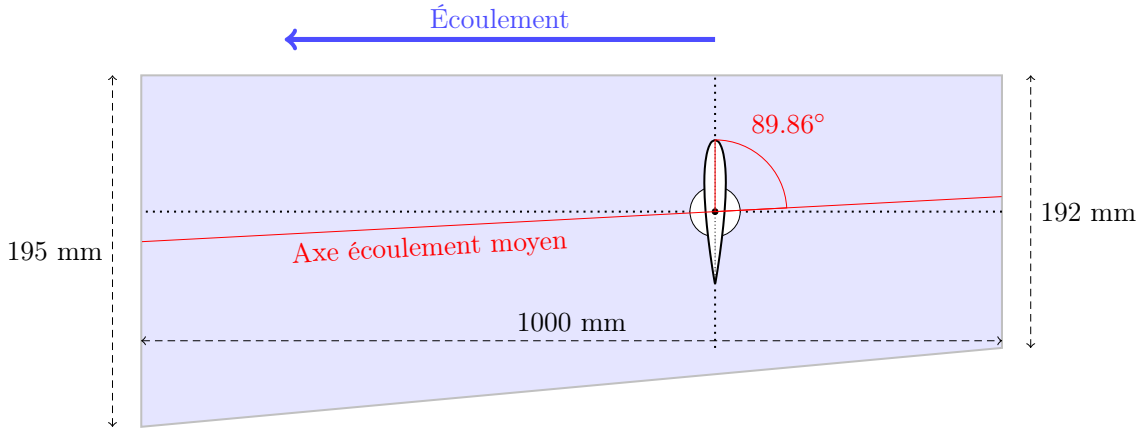


FIGURE 2.7 – Inclinaison du fond de la veine d'essai (exagérée sur la figure)

La direction de l'écoulement est donc légèrement inclinée. Jean-Baptiste Marchand a déterminé qu'elle forme un angle $\alpha_0 = 0.14°$ avec l'horizontale (Figure 2.7), par une méthode expliquée plus loin. Le profil peut être aligné avec cette direction grâce à un fil à plomb : le profil est placé verticalement dans la veine d'essai, son alignement est vérifié par un fil à plomb, puis une rotation de 89.86° est appliquée.

Notons que cette valeur a été déterminée pour les profils dont le montage est à faible encastrement, mais elle sera également appliquée pour les profils à fort encastrement. En effet, la position du profil dans la veine est différente selon le montage (Figure 2.8), mais la différence d'incidence sera négligée car comprise dans la barre d'erreur du système de mise en mouvement du profil.

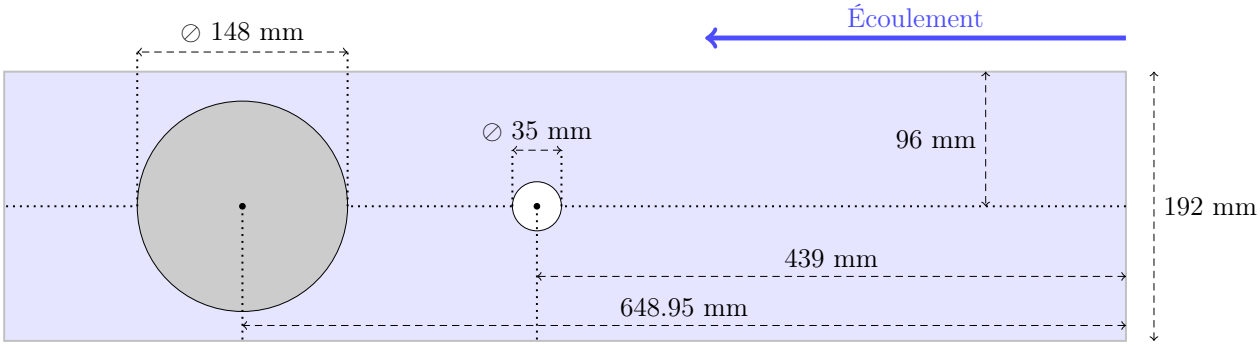


FIGURE 2.8 – Position du profil par rapport à l'entrée de veine : montage à fort encastrement en gris, montage à faible encastrement en blanc

L'écoulement est assuré par une pompe, mise en rotation par un moteur électrique. Celui-ci est régulé par un automate programmable qui contrôle le régulateur de vitesse Elvovert XD 37kW 400V. La précision de la vitesse de rotation de la pompe vaut alors 0,1%. La

vitesse de l'écoulement est mesurée à partir de la différence de pression en entrée et en sortie du convergent. Quatre capteurs de pression, un en aval et trois en amont du convergent (Figure 2.6) sont en effet reliés à deux capteurs piézo-résistifs Paroscientific®. La vitesse de l'écoulement peut varier de 3 à $12 m.s^{-1}$.

Le tunnel est pressurisé, la pression dans la veine peut être fixée entre 0,1 à 3 bar. Une pompe débite de l'air dans la cuve située en aval de la veine pour augmenter la pression de l'écoulement, ou au contraire extrait de l'air pour diminuer la pression. La régulation en pression, contrôlée également par l'automate programmable, est réalisée par un régulateur Yokogawa®, dont la précision théorique vaut 2,5 mbar, via deux servo-vannes.

Une grille en nid d'abeille est placée en amont de la veine d'essai pour homogénéiser l'écoulement et assurer une intensité turbulente au milieu de la veine d'essai estimée à 2%.

2.3 Mise en mouvement du profil

L'incidence du profil placé dans le tunnel est choisie par l'opérateur via un logiciel mis au point au sein de l'IRENav. Celui-ci commande un moteur pas à pas Baldor® attaché à la queue du profil à l'arrière du tunnel (Figure 2.9). Le pas $\Delta\alpha$, l'accélération et la vitesse de rotation peuvent être choisis afin de réduire les contraintes subies par le profil pendant la rotation. La mise à zéro de l'incidence de référence $\alpha = 0°$, appelée α_0, s'effectue également avec ce logiciel. Une rotation complète du moteur est divisée en 600 000 pas, la précision théorique du réglage est donc 6.10^{-6} degrés, dans les faits elle se situe plutôt autour de 0.01°. Le profil peut également être mis en mouvement grâce à un générateur de signal relié au moteur. Le moteur est solidaire du support de la balance et accouplé mécaniquement à la queue du profil par un manchon ETP®.

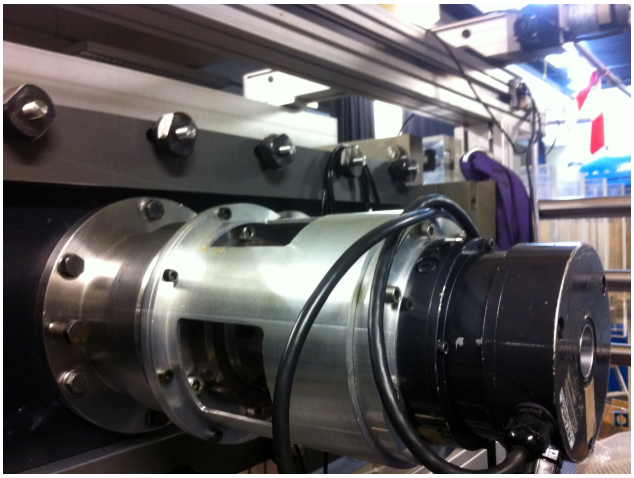
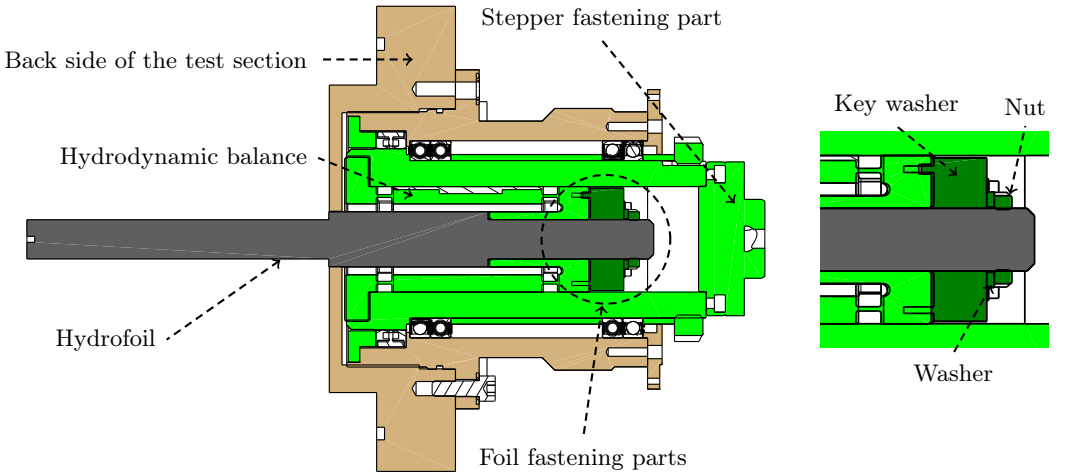


FIGURE 2.9 – Balance hydrodynamique dans son support (gris) et moteur pas-à-pas (noir) en place derrière la veine d'essai

2.4 Mesure du chargement hydrodynamique

2.4.1 Balance hydrodynamique

Le chargement des profils a été mesuré grâce à une balance hydrodynamique équipée de six ponts de jauges, et fixée par une clavette à la queue du profil entre le moteur Baldor® et l'arrière de la section d'essai (Figure 2.10).

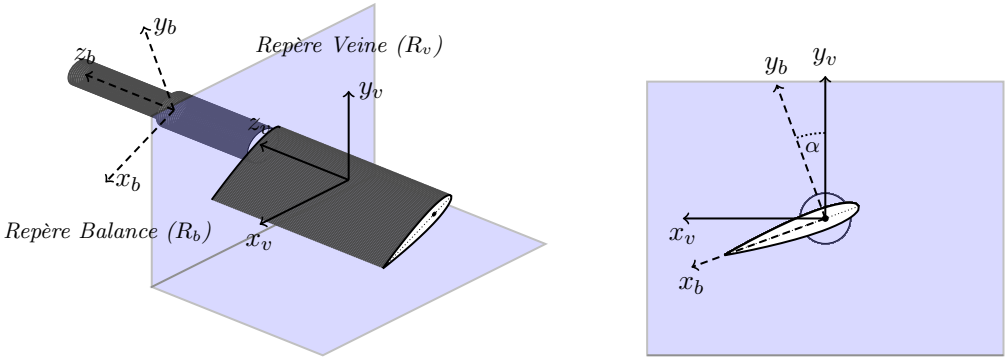


(a) Side view (b) Foil fastening system

FIGURE 2.10 – Balance hydrodynamique (Figure par JB Marchand)

Les données recueillies sont transmises à un ordinateur via un rack Iotech® Strainbook 616. La précision des jauges permet de mesurer la portance à ±5 N, la traînée à ±1,6 N et le moment à ±1 N.m. Étant données les différentes étapes du traitement, qui seront décrites dans les paragraphes suivants, l'incertitude sur les mesures à 5 $m.s^{-1}$ est de $\pm 0,02$ pour le coefficient de portance C_l, $\pm 0,004$ pour le coefficient de traînée C_d et $\pm 0,07$ pour le coefficient de moment C_m.

La rotation du profil entraîne la rotation de la balance. Deux repères de coordonnées, le repère balance R_b et le repère veine R_v, sont donc nécessaires. Ils sont définis sur la figure 2.11.



(a) (b)

FIGURE 2.11 – Repères dans le tunnel de cavitation

Un exemple de courbes obtenues par la mesure du chargement via la balance hydrodynamique est tracé sur la figure 2.12.

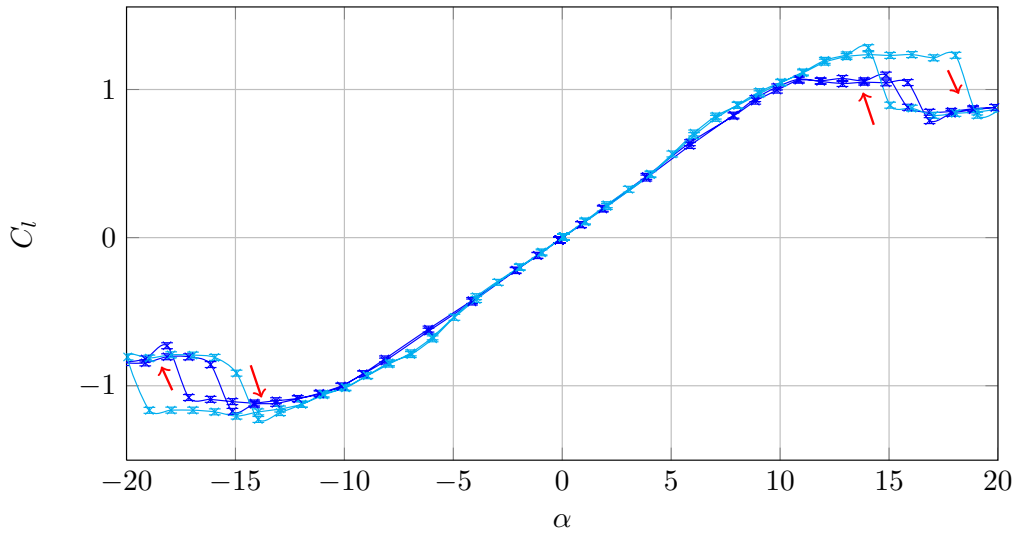


FIGURE 2.12 – Exemple de courbes obtenues grâce à la balance hydrodynamique (profil Inox, 5 $m.s^{-1}$)

Déroulement des mesures

Les mesures réalisées sont dites à incidence fixe, c'est-à-dire que les variations de l'incidence α du profil durant la mesure sont très faibles et sont uniquement dues aux vibrations induites par l'écoulement, elles sont donc négligées.

Pour cela, le profil est mis en place à l'angle désiré. Lorsque l'écoulement autour du profil est stabilisé, les données de la balance sont enregistrées pendant dix secondes, avec une fréquence d'échantillonnage $f_{acq} = 1000$ Hz. La valeur moyenne de chaque signal est alors calculée : c'est cette moyenne qui sera utilisée dans le traitement des données.

2.4.2 Post-traitement

La balance hydrodynamique délivre trois signaux correspondant aux forces subies selon les axes y_b et z_b (équivalentes à la traînée et à la portance) et au moment selon l'axe x_b définis sur la figure 2.11.

Les signaux doivent être traités afin d'obtenir les coefficients de portance, traînée et moment dans le repère de la veine. Certaines étapes sont développées ci-dessous. Les signaux sont filtrés dans un premier temps, puis le poids de l'hydrofoil (noté V_{0i}, où i représente la portance, la traînée ou le moment) est retranché des mesures avec écoulement. Celui-ci correspond aux données de la balance enregistrées sans écoulement : cette étape permet de ne traiter que la part du signal due à l'écoulement. Une matrice permet de convertir les valeurs obtenues en forces dans le repère de la balance. Enfin, les valeurs de ces forces dans le repère de la veine sont déterminées grâce à la connaissance de $\alpha(t)$, et les coefficients de portance,

traînée et moment, notés respectivement $C_{l,d,m}$, peuvent être calculés. On rappelle que :

$$C_{l,d} = \frac{F_{l,d}}{0,5\rho_e SU^2} \qquad C_m = \frac{F_m}{0,5\rho_e ScU^2} \tag{2.1}$$

avec ρ_e la masse volumique de l'eau, $S = ce$ la surface de référence du profil, c sa corde, e son envergure et U la vitesse de l'écoulement en amont du profil. Le traitement des données est effectué sur le logiciel MATLAB®.

Filtrage

Un filtre IIR (*Infinite-duration Impulse Response*) est utilisé pour supprimer le bruit des signaux de la balance. En effet, même si les filtres FIR (*Finite-duration Impulse Response*, aussi appelés all-zero filters) sont toujours stables, ils nécessitent un ordre supérieur pour atteindre les mêmes performances qu'un filtre IIR. Toutefois, ces derniers ont l'inconvénient d'avoir une phase non-linéaire. Pour résoudre ce problème, un filtre zéro-phase est appliqué : les données d'entrée sont traitées à la fois vers l'avant et vers la direction inverse. Un filtre de type Butterworth est choisi car il présente l'avantage de ne pas onduler, bien que sa pente soit plus faible que celles des filtres de type Chebyshev ou elliptique. La fréquence de coupure choisie dépend de la période du mouvement du profil.

Ajustement de α_0

Puisque le NACA 0015 est symétrique et que les valeurs à vide sont soustraites des valeurs avec écoulement, la portance doit être symétrique et nulle lorsque le profil est aligné avec la direction de l'écoulement. Toutefois, l'incidence de la paroi inférieure de la veine implique que cet angle sera différent de 0°. Une manipulation permet de déterminer cet angle α_0 avec précision : dans un premier temps, le profil est placé à 0° grâce à un fil à plomb. Puis des mesures à incidence fixe sont réalisées autour de cet angle, d'abord sans écoulement pour évaluer les V_{0i}, ensuite avec une vitesse $U = 5\ m.s^{-1}$ pour vérifier les valeurs de portance. La portance est alors nulle pour $\alpha = \alpha_0 = 0.14°$. Le repère veine R_v, dans lequel les résultats sont présentés dans la suite, est ainsi aligné avec l'écoulement et x_v forme un angle α_0 avec l'horizontale.

On peut résumer le traitement des mesures de la balance hydrodynamique avec l'organigramme présenté figure 2.13.

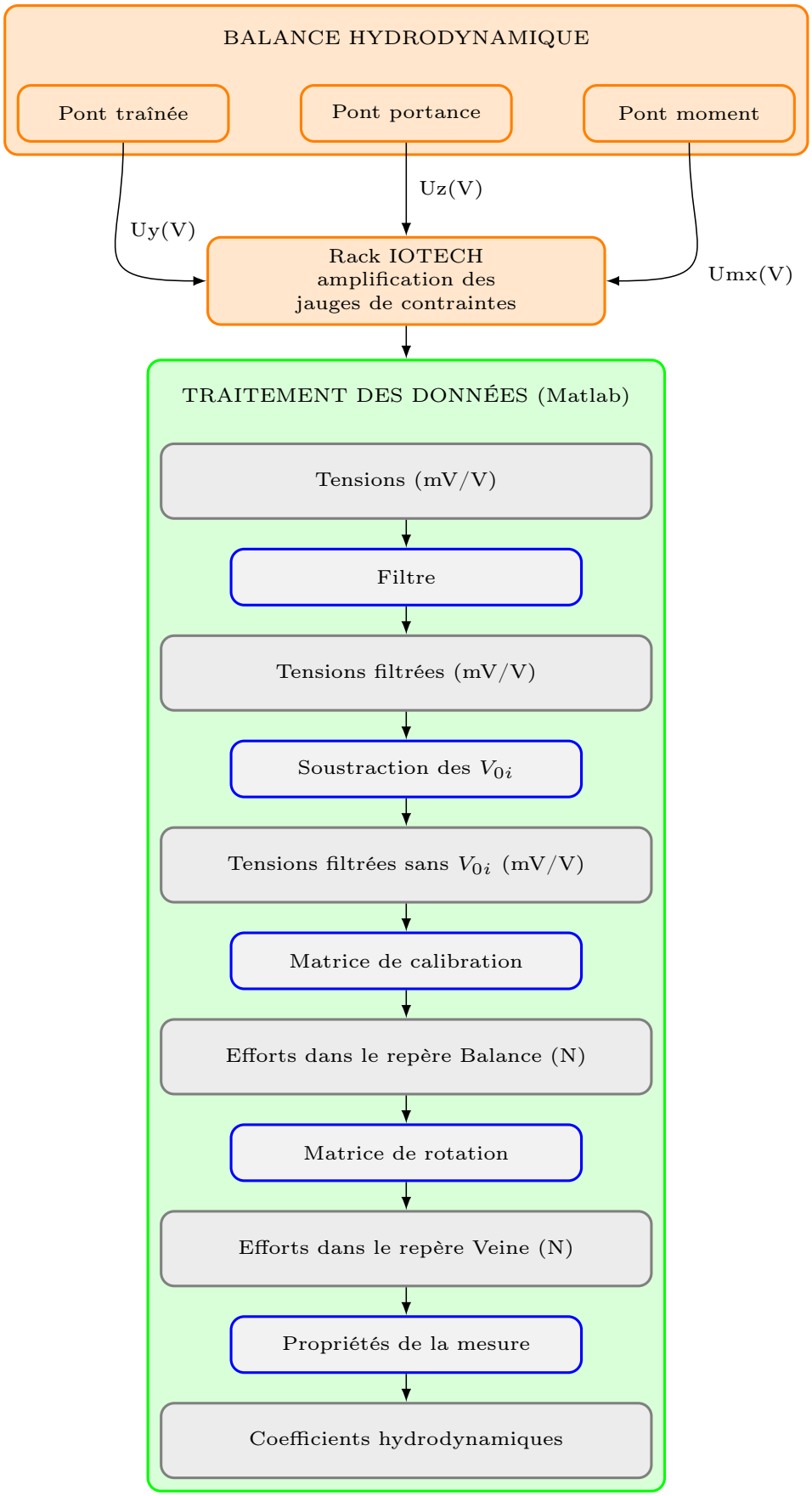


FIGURE 2.13 – Résumé du traitement des données de la balance

2.5 Mesure de contraintes

Les jauges de contraintes appliquées au profil en POM mesurent directement les déformations ε_i dans la direction de leur axe, avec $i = 1, 2, 3$. Ces axes sont rappelés sur la figure 2.14. Les données sont d'abord amplifiées (Quantum mx16, HBM®) puis enregistrées par le logiciel d'acquisition CATMAN (HBM®). Comme pour les mesures de forces, des mesures à incidence fixe sans écoulement sont réalisées dans un premier temps et leurs valeurs sont soustraites des mesures avec écoulement afin de déduire la déformation naturelle du profil due à son poids propre. Dans ce cas, du fait de la symétrie du profil, la déformation dans la direction de l'envergure ε_1 doit être nulle pour $\alpha = 0°$.

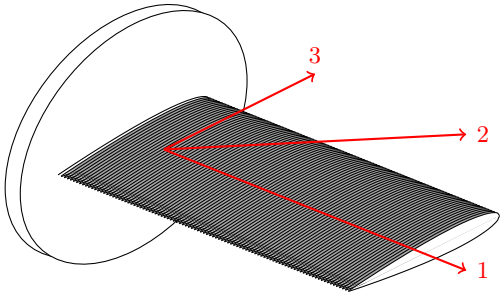


FIGURE 2.14 – Axes des jauges de contraintes du profil en POM

Un exemple de courbes obtenues est représenté sur la figure 2.15.

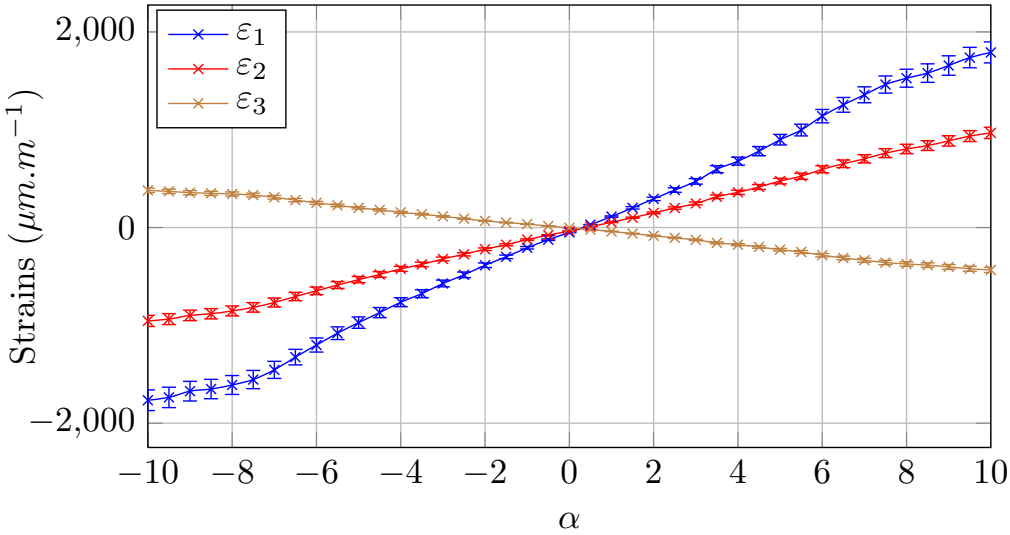


FIGURE 2.15 – Exemple de courbes obtenues via les jauges de contraintes (profil POM$_c$, 5 $m.s^{-1}$)

Les valeurs de déformation mesurées par les jauges nous permettent de calculer les déformations principales $\varepsilon_{I,II}$:

$$\varepsilon_{I,II} = \frac{\varepsilon_1 + \varepsilon_3}{2} \pm \frac{1}{2}\sqrt{(\varepsilon_3 - \varepsilon_1)^2 + 4 * (\varepsilon_2 - \frac{1}{2}(\varepsilon_1 + \varepsilon_3))^2} \tag{2.2}$$

puis les contraintes principales $\sigma_{I,II}$:

$$\sigma_{I,II} = \lambda(\varepsilon_I + \varepsilon_{II}) + 2\mu\varepsilon_{I,II} \tag{2.3}$$

avec $\lambda = \frac{E\nu}{(1+\nu)(1-2\nu)}$ et $\mu = \frac{E}{2(1+\nu)}$ les paramètres de Lamé.

Ces valeurs correspondent aux déformations et contraintes dans les directions principales du profil, définies par un angle θ avec l'envergure du profil :

$$\theta = \frac{1}{2}\arctan\left(\frac{2\varepsilon_2 - \varepsilon_1 - \varepsilon_3}{\varepsilon_1 - \varepsilon_3}\right) \tag{2.4}$$

Les contraintes peuvent être normées pour être comparées à la limite élastique du matériau d'après le critère de von Mises :

$$\sigma_{VM} = \sqrt{\sigma_I^2 + \sigma_{II}^2 - \sigma_I\sigma_{II}} \tag{2.5}$$

On rappelle que la précision des jauges vaut $\pm 6\%$.

Le déroulement des mesures à incidence fixe est identique à celui décrit pour les mesures de chargement hydrodynamique. Par ailleurs, des mesures dynamiques ont été mises en place. Elles consistent à imposer un mouvement sinusoïdal au profil, la fonction utilisée offrant l'avantage d'être périodique et symétrique. L'angle d'incidence du profil est alors donné par la loi suivante :

$$\alpha(t) = \alpha_{max}.\sin(\omega_0 t + \varphi) \tag{2.6}$$

avec α_{max} l'amplitude du mouvement, ω_0 la pulsation de l'oscillation et φ le déphasage à l'origine.

La donnée imposée durant ces mesures est le taux de tangage $\dot{\alpha}^*$ défini par :

$$\dot{\alpha}^* = \frac{\bar{\dot{\alpha}}c}{2U} \tag{2.7}$$

Ceci nous permet de déterminer la vitesse de tangage moyenne $\bar{\dot{\alpha}}$. La fréquence d'oscillation $f_{osc} = \omega_0/2\pi$ de l'hydrofoil est alors calculée par :

$$\bar{\dot{\alpha}} = 2(\alpha_{max} - \alpha_{min}) * f_{osc} \tag{2.8}$$

Il a été choisi de réaliser chaque mesure pour trois amplitudes différentes ($\alpha_{max} = 5$, 10, 15°), et pour trois valeurs de taux de tangage ($\dot{\alpha}^* = 0{,}1$; 0,2 ; 0,6°). Dans chacune des neuf configurations testées, la fréquence d'acquisition vaut $f_{acq} = 1000Hz$ et le déphasage $\varphi = -90°$. Un exemple de lois d'incidence du profil est représenté sur la figure 2.16 pour différents α_{max} avec $\dot{\alpha}^* = 0{,}6°$.

Enfin, des mesures de contraintes ont été réalisées en écoulement cavitant.

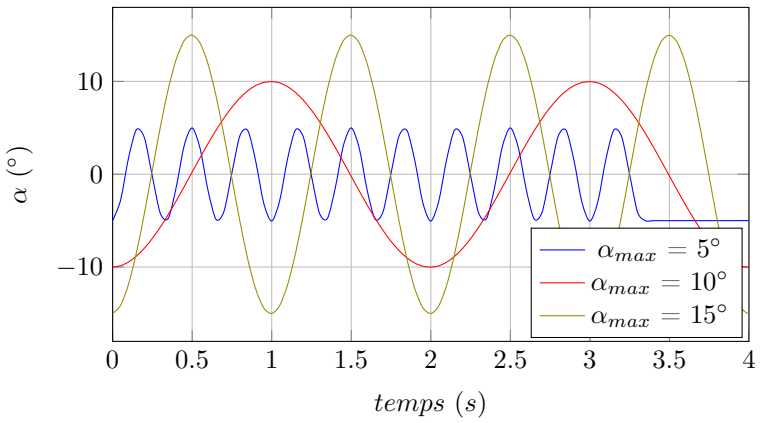
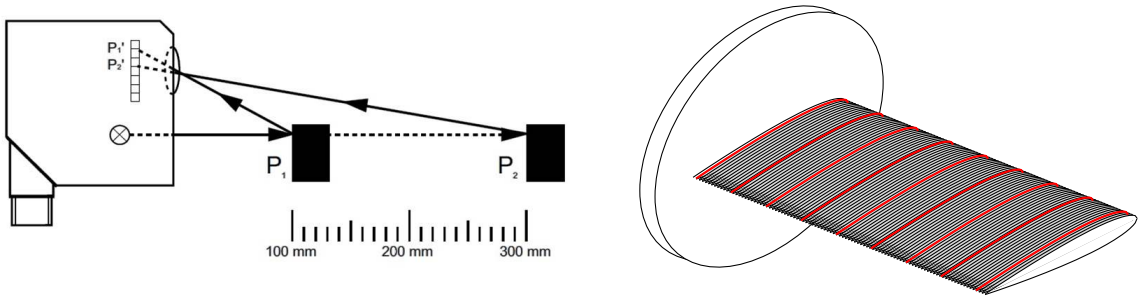


FIGURE 2.16 – Mouvement de tangage sinusoïdal ($\dot{\alpha}^* = 0{,}6$)

2.6 Mesure des déformées statiques

Différentes méthodes existent pour mesurer les déformations. Concernant les mesures sur des profils de type NACA, une méthode utilisée précédemment à l'IRENav, notamment par Ducoin ([42] à [47]), consiste à placer une caméra rapide face à l'extrémité libre du profil et à mesurer la position de celle-ci au cours du temps. Toutefois cette méthode était insuffisante pour l'étude réalisée ici, une autre méthode a donc été mise en place.

En complément des contraintes et déformations mesurées grâce aux jauges de contrainte, la déformée statique des profils souples a été mesurée par un télémètre laser placé au dessus de la veine. Celui-ci, un capteur AR700 d'Acuity®, projette un faisceau laser qui crée une tache de lumière sur l'objet à mesurer. Cette tache est repérée par une caméra selon un angle β, qui est alors converti en distance (Figure 2.17(a)).



(a) Principe de fonctionnement du télémètre laser

(b) Sections mesurées par le télémètre

FIGURE 2.17 – Mesure de la déformée d'un profil par un télémètre

Le télémètre mesure en continu la distance, selon une fréquence d'échantillonnage choisie par l'utilisateur : elle est ici fixée à 50 Hz. D'autre part, il est fixé sur un bras motorisé dont le déplacement est programmé par l'utilisateur. Ainsi, dans cette étude, le profil POM_c dont on veut déterminer la déformée est scanné par le laser sur neuf sections équidistantes (Figure 2.17(b)).

Le calibrage du laser est effectué grâce à une mire placée à l'intérieur de la veine d'essai (Figure 2.18). La pente et l'angle de la mire sont connus, et sont d'abord mesurés avec le

télémètre en air sans hublot, puis dans le tunnel rempli d'eau et fermé par le hublot de plexiglas.

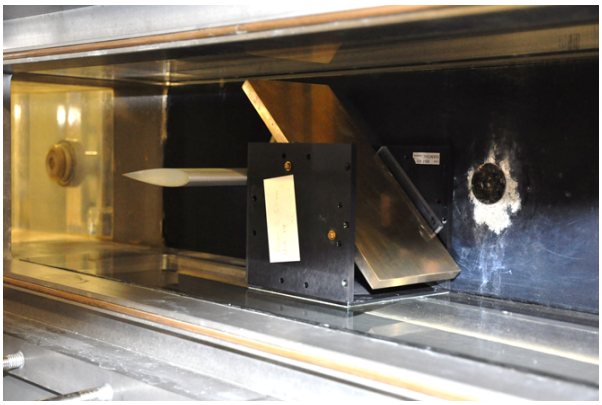


FIGURE 2.18 – Mire placée dans la veine d'essai du tunnel de cavitation

En effet, deux corrections devront être apportées à la mesure du fait de l'épaisseur du plexiglas traversée par le laser, ainsi que de l'indice optique de l'eau, qui impliqueront respectivement l'ajout d'un offset et la multiplication par un facteur correctif (Figure 2.19). On considère ici que les deux faces de la paroi de plexiglas sont parallèles.

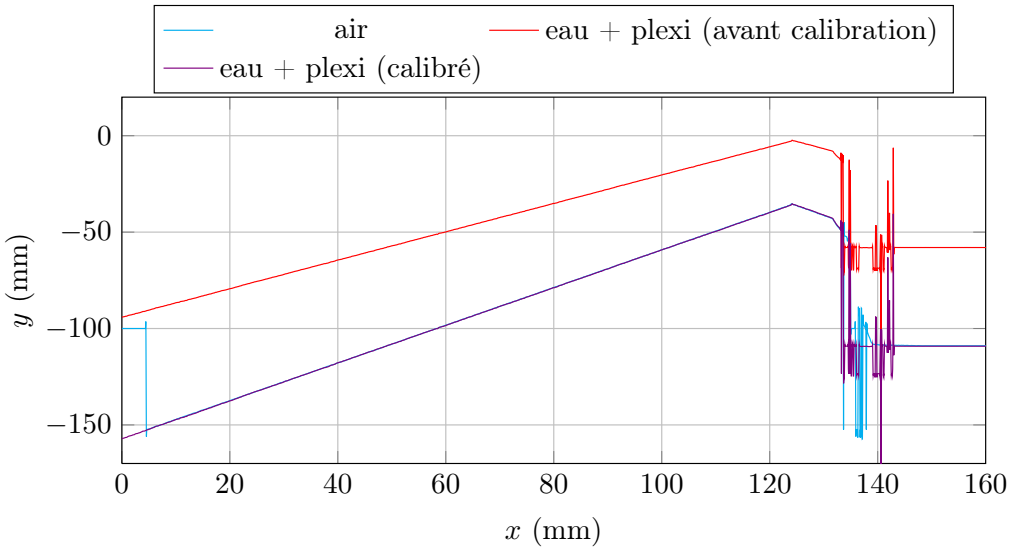
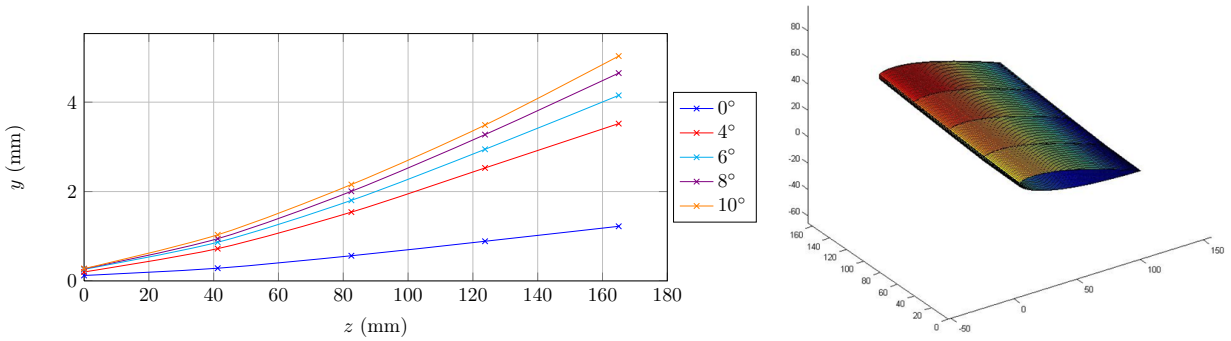


FIGURE 2.19 – Démonstration de l'effet de l'offset et du facteur correctif sur les mesures réalisées avec le télémètre en eau et plexiglas

Le protocole expérimental a été mis au point par Pierre Guiffant [58]. Les mesures de distance sont tout d'abord réalisées sans écoulement, afin de déterminer la position au repos du profil pour chacun des angles étudiés. Puis les mesures sont effectuées avec un écoulement. La forme obtenue par le télémètre pour chaque section est comparée avec la forme sans écoulement afin de déterminer la flèche et l'angle de torsion du profil. On fait ici l'hypothèse que les déformations dans le sens de la corde sont négligeables, c'est à dire que la section du profil ne se déforme pas. Ainsi, la translation selon l'axe y_v (flexion) et la rotation autour de l'axe z_v (torsion) sont les seuls mouvements autorisés au profil (les axes sont représentés sur la

figure 2.11).

Un exemple de courbe obtenue par cette méthode est représentée sur la figure 2.20(a). Lorsque la flèche et la torsion de chaque section ont été déterminées, on peut reconstruire le profil en trois dimensions (Figure 2.20(b))



(a) Flèche en fonction de l'envergure (profil POLY 1500, 3 $m.s^{-1}$) (b) Reconstruction en 3D d'un profil (profil POLY 1500, 5 $m.s^{-1}$)

FIGURE 2.20 – Exemple de données obtenues grâce au télémètre laser

Cette méthode a été développée pour répondre à un besoin et des conditions expérimentales précises. Toutefois, il existe une multitude de procédures permettant la mesure de déformations. Au sein de l'institut de recherche de l'École Navale (IRENav), Julien Deparday [38] met ainsi en place des mesures de photogrammétrie permettant d'évaluer les grandes déformations observées dans des voiles de type spinnakers au portant. Cette méthode utilise six caméras et 54 cibles réparties sur la voile. La position des cibles au cours du temps est alors mesurée par triangulation, la forme de la voile peut ensuite être reconstruite en trois dimensions.

Cette méthode complète ainsi la méthode VSPAR développée au *Yacht Research Unit* de l'université d'Auckland. Celle-ci utilise une seule caméra et des bandes de couleur collées sur les voiles. La mesure de la déformation de ces bandes permet la reconstruction de la forme de la voile ([11]).

2.7 Mesure du champ de vitesse

Des mesures du champs de vitesse autour du profil ont été réalisées par vélocimétrie par images de particules (PIV) pour qualifier l'écoulement autour du profil et observer son sillage. Un laser Nd-YAG générant un plan laser vertical a été placé au dessus de la veine d'essai, de façon a obtenir un plan situé à mi-envergure du profil. Des miroirs étaient positionnés sous la veine pour éviter une zone d'ombre sous le profil (Figure 2.21).

Les images de l'écoulement sont enregistrées par une caméra CDD de résolution 1280*1024 pixels et de fréquence d'acquisition 4 Hz en double-frame. Le laser et la caméra sont déclenchés simultanément par le logiciel Flowmanager (version 3.1). Cent images sont utilisées pour chaque incidence du profil, qui varie entre $-20°$ et $20°$ avec un pas $\Delta\alpha = 2°$. Deux profils

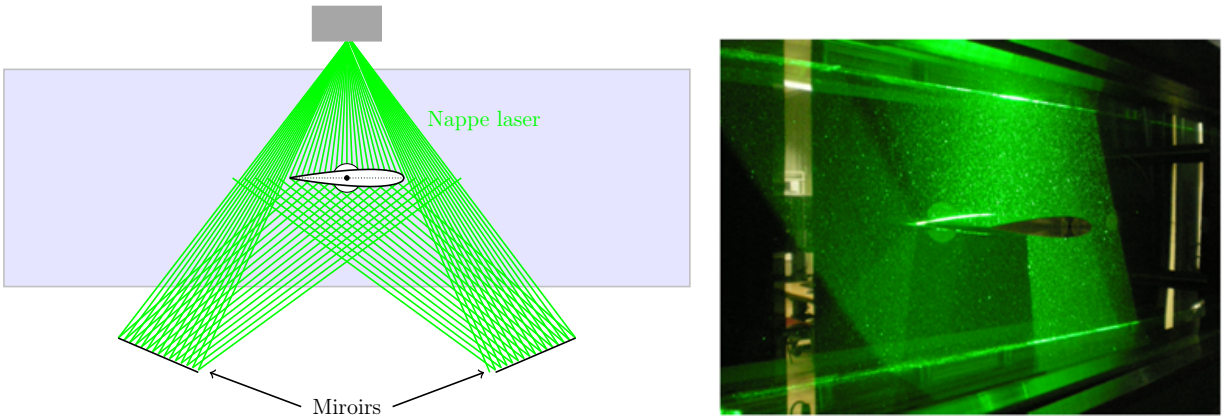


FIGURE 2.21 – Dispositif de mesures par PIV

de vitesse ont été extraits des champs de vitesse : le premier en amont de l'hydrofoil, appelé inlet, et le second en aval, noté outlet (Figure 2.22).

Notons que les distances sont définies sur la figure 2.22 par rapport à un axe situé au quart de corde, qui correspond à l'axe de rotation des profils à faible encastrement.

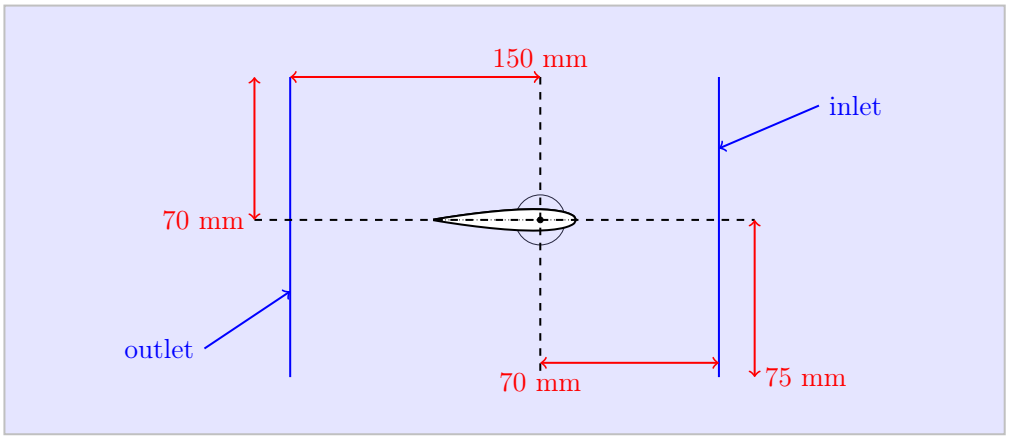


FIGURE 2.22 – Profils extraits des mesures PIV

Les mesures sur le profil en acier inoxydable ont été réalisées par Jean-Baptiste Marchand durant sa thèse à l'IRENav. Un exemple de champ de vitesse est représenté sur la figure 2.23.

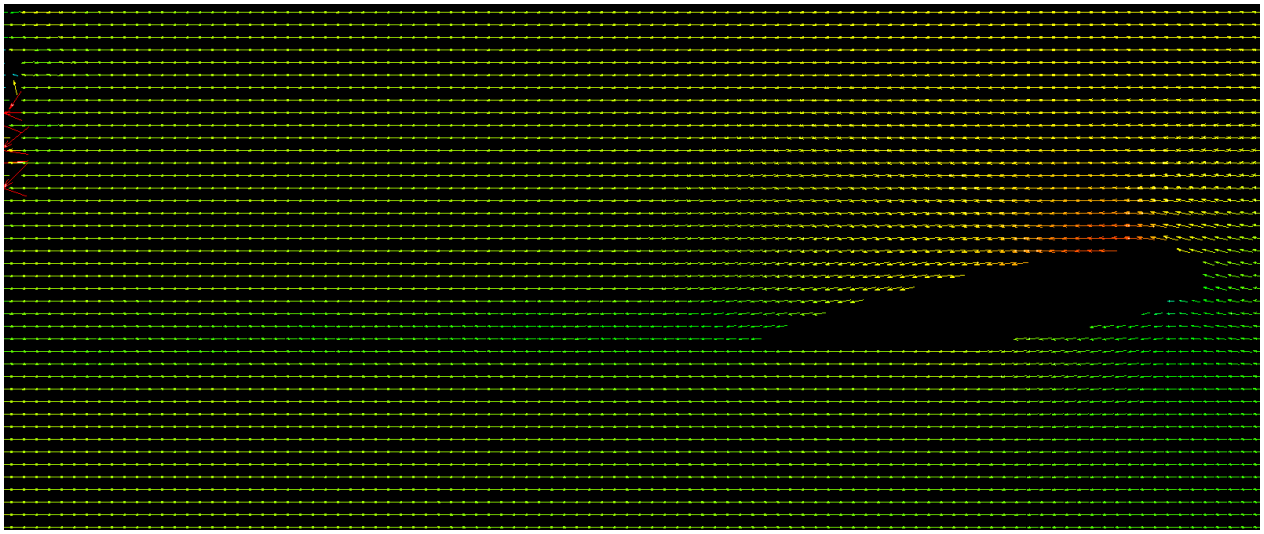


FIGURE 2.23 – Exemple de champ de vitesse (profil POM$_c$, 5 $m.s^{-1}$, $\alpha = 8°$)

2.8 Mesure vibratoire

2.8.1 Dispositif expérimental

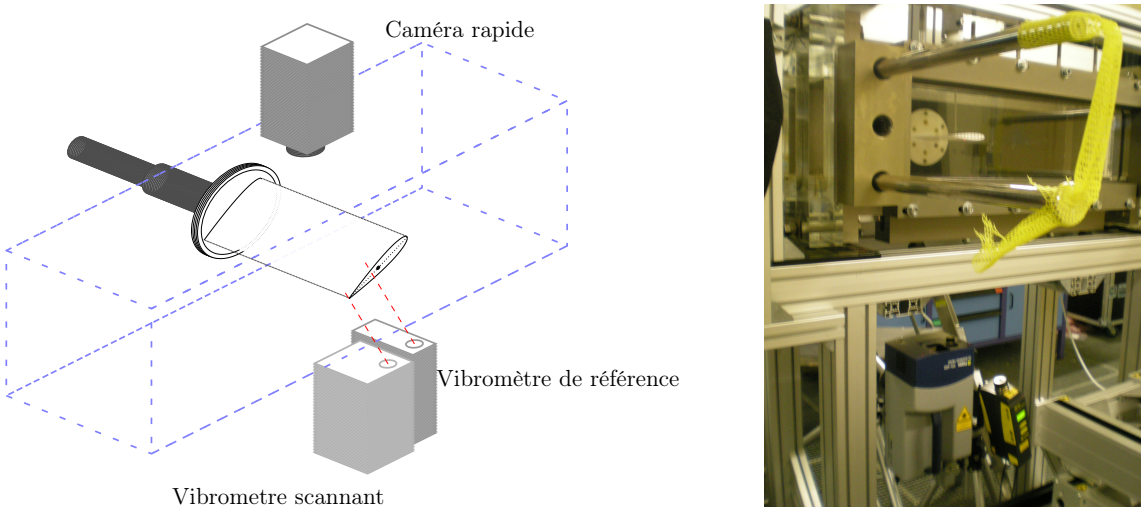
Les mesures vibratoires ont été réalisées grâce à deux vibromètres de Polytec® (Figure 2.24) : le premier est un vibromètre monopoint PDV-100 qui sert de référence, le second est un vibromètre à balayage PSV-400 qui permet de mesurer les vibrations en plusieurs points regroupés sur un maillage défini par l'utilisateur. Ce modèle détecte les vibrations jusqu'à 10 $m.s^{-1}$ grâce à un laser HeNe (λ = 633 nm) de classe II. Il est équipé de deux décodeurs de vitesse analogues VD-04 and VD-06 qui permettent de détecter les vibrations dans une large gamme de vitesse. Le scanner est une unité de grande précision : sa résolution angulaire est inférieure à 0,002° et sa stabilité angulaire est inférieure à 0,01°/h. Un adhésif réfléchissant peut être collé sur les profils pour pallier la dispersion du laser dans le matériau.

L'usage de deux vibromètres, dont une référence qui mesure un point invariant, permet de déterminer une phase pour chaque point de mesure du vibromètre scannant. Ainsi, pour chaque valeur de fréquence f_i, on peut calculer la déformation du point de mesure définie par :

$$y_i \;=\; y_{i,max}(x,z) * sin(f_i * t + \varphi) \tag{2.9}$$

où φ correspond au déphasage entre le point de référence et le point de mesure du vibromètre scannant. Les valeurs de l'amplitude $y_{i,max}$ et de la phase sont interpolées entre les points de mesure pour donner lieu à la reconstruction des formes modales des profils (Figure 2.25).

Deux configurations ont été utilisées pour les mesures. Elles ont d'abord été effectuées en deux points présentés sur la figure 2.26(b) : les deux vibromètres sont pointés près de l'extrémité libre du profil. La référence se dirige approximativement vers le milieu de la corde (point vert). Le vibromètre scannant est ici dirigé vers deux points se trouvant de part et d'autre de la référence : le premier proche du bord d'attaque (environ $0,1c$ à $0,2c$ selon l'inclinaison du profil), le second près du bord de fuite ($0,8c$ à $0,9c$, points rouges). Les trois points sont alignés dans la direction de la corde.



(a) Dispositif expérimental

(b) Vibromètres placés sous la veine

FIGURE 2.24 – Dispositif pour mesures vibratoires

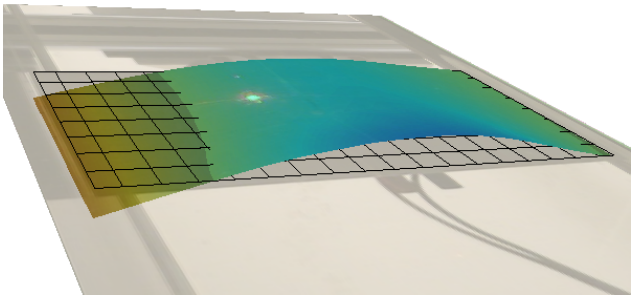
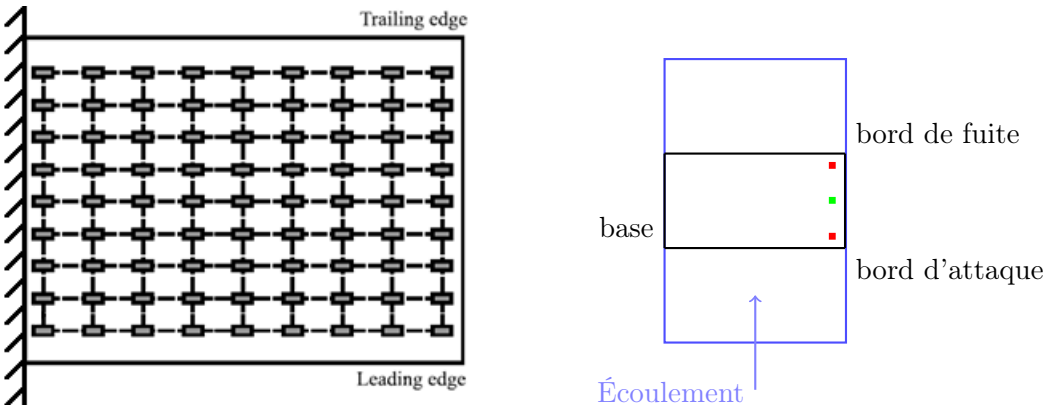


FIGURE 2.25 – Reconstruction de la forme modale du profil par l'utilisation d'un vibromètre de référence (profil POM_c, en eau avec pot vibrant)

Afin de mesurer avec plus de précision les formes modales des profils, des mesures ont également été réalisées en maillant toute la surface du profil (Figure 2.26(a)). Dans ce cas, on distingue l'étude des spectres moyennés sur l'ensemble des points de mesure des spectres ponctuels. En effet, les vibrations sont beaucoup plus faibles près de la racine du profil, ce qui tend à atténuer l'amplitude de certaines fréquences. De plus, le bruit autour des fréquences propres associées aux modes de torsion notamment peut induire une identification difficile des fréquences lorsqu'elles sont mesurées près de l'encastrement. Des variations de valeur des fréquences propres peuvent apparaître entre les spectres moyennés sur toute la surface du profil et les spectres moyennés sur deux points situés en bout de pale (Figure 2.27).

Les mesures réalisées sur toute la surface du profil sont longues : pour un maillage constitué de 9x19 points, la mesure dure environ 2h30 à 3h. Aussi, elles ont été mises en place pour un nombre réduit de configurations, au cours desquelles la forme modale des profils a été étudiée. Elles ont également permis de déterminer précisément les modes associés à chaque fréquence. La plupart des mesures, notamment les configurations avec cavitation, ont été réalisées sur deux points uniquement.



(a) Exemple de maillage d'un profil

(b) Mesures en deux points (vert : référence, rouge : scanning vibro.)

FIGURE 2.26 – Points de mesure

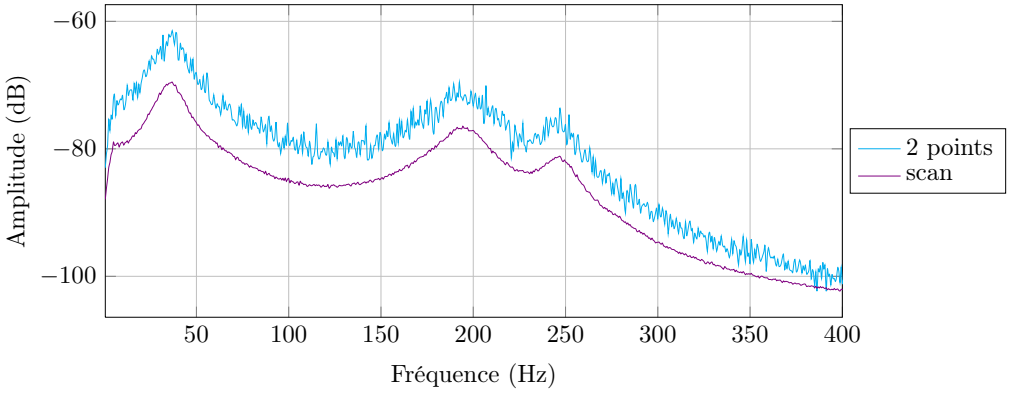


FIGURE 2.27 – Spectres du profil POM_c pour $\alpha = 8°$ et $U = 6\ m.s^{-1}$ moyennés sur deux points ou sur toute la surface du profil (ces spectres sont issus de la même mesure)

2.8.2 Analyse des images de cavitation de la caméra rapide

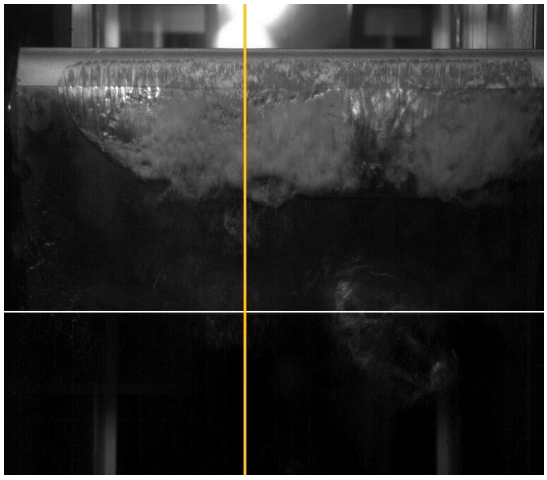
Une caméra rapide peut être placée au dessus de la veine d'essai pour observer la cavitation sur le profil (Figure 2.24(a)). En effet, des mesures sont effectuées avec écoulement dans différentes conditions de pression et de vitesse du fluide. Les valeurs de pression sont imposées pour pouvoir observer la formation de cavitation au-dessus du profil. Celui-ci est alors marqué afin de déterminer la longueur de poche grâce à la caméra rapide. Le modèle utilisé est une Fastcam SA3 120K de Photron®. Elle est équipée d'un capteur d'image CMOS, dont la taille est 17,4x17,4 mm. La fréquence varie de 60 à 2000 images par seconde pour une résolution maximale (1024x1024 pixels), la taille d'un pixel vaut alors 17μm.

Afin d'analyser l'évolution de la poche de cavitation formée sur l'extrados du profil, des enregistrements ont été réalisés pour chaque valeur du nombre de cavitation σ testée. La fréquence d'acquisition de la caméra était fixée à 1000 images par seconde, toutefois quelques mesures ont été réalisées avec une fréquence de 2000 images par seconde.

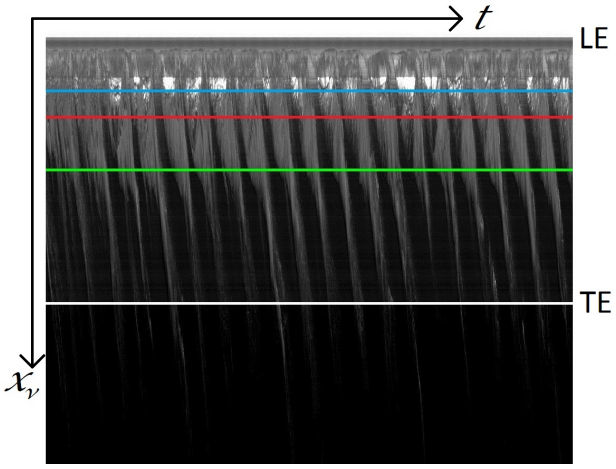
Pour déterminer les fréquences d'oscillation de la poche, plusieurs traitements ont été appliqués aux images issues des films. Celles-ci sont considérées comme des matrices 1024x1024

constituées des valeurs associées au niveau de gris de chaque pixel. Dans un premier temps, nous nous sommes intéressés à l'évolution temporelle de la cavitation en une position z_v^* fixée. Ainsi, la colonne de la matrice correspondant à cette position a été extraite d'images consécutives de sorte d'obtenir un signal d'une durée de une seconde (Figure 2.28(a)). Une nouvelle matrice 1024x1000 (ou 1024x2000) a été construite en assemblant ces données, ce qui permet de représenter sur une seule image l'évolution temporelle de la position z_v^* choisie (Figure 2.28(b)).

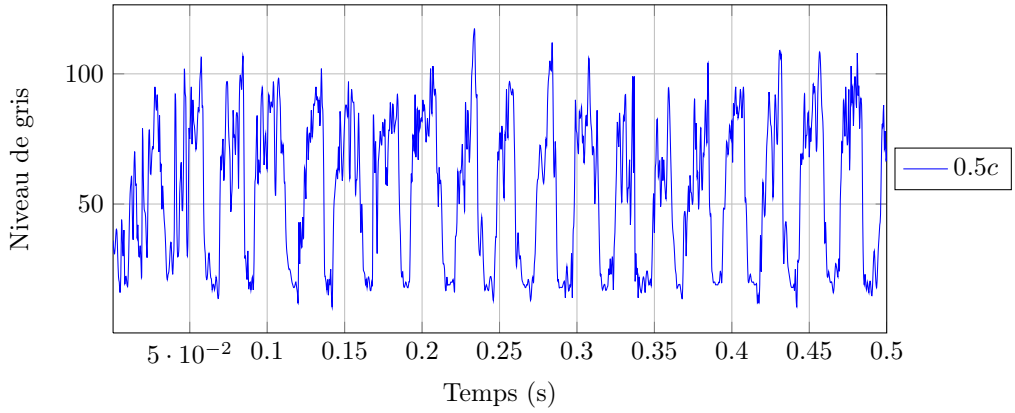
Chaque ligne de la matrice ainsi obtenue représente donc le niveau de gris d'un pixel donné en fonction du temps (Figure 2.28(c)). On calcule alors la moyenne de ce signal qui lui est ensuite soustraite pour calculer sa FFT afin de déterminer la fréquence d'oscillation de la poche de cavitation sans subir l'influence de la valeur moyenne (Figure 2.28(d)). Ceci a été réalisé en trois points du profil qui se trouvent respectivement à 20%, 30% et 50% de longueur de corde (Figure 2.28(b)). Les fréquences d'oscillation des poches de cavitation peuvent alors être comparées aux fréquences mesurées par le vibromètre. On note par ailleurs que la précision de la FFT vaut environ 0,1 Hz, contre 0,625 Hz pour les spectres issus des vibromètres. De plus, la valeur moyenne du signal lui est soustraite pour supprimer le pic à 0 Hz.



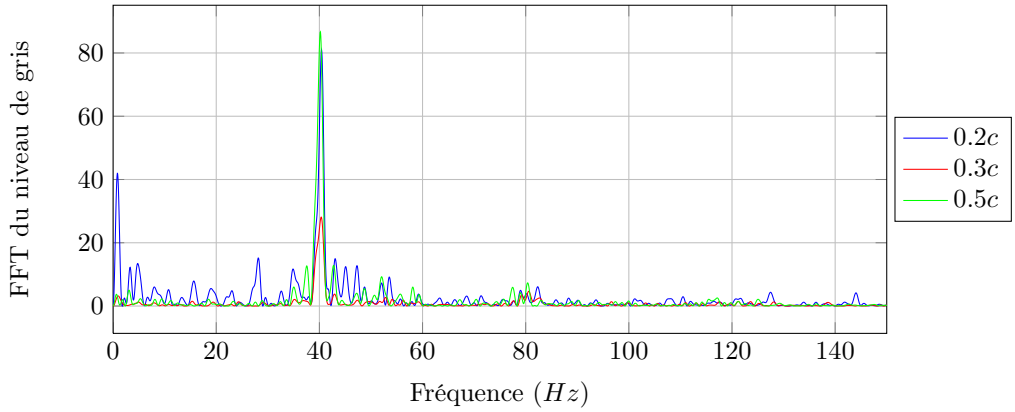
(a) Image extraite d'un film de la caméra rapide et colonne extraite pour le tracé des signaux temporels en (jaune)



(b) Evolution temporelle de la cavitation et signaux temporels extraits pour le calcul des FFT : $0,2c$ en bleu, $0,3c$ en rouge et $0,5c$ en vert



(c) Extrait d'un signal temporel pour la ligne 0,5c



(d) FFT des signaux temporels : $0,2c$ en bleu, $0,3c$ en rouge et $0,5c$ en vert

FIGURE 2.28 – Post-traitement des images de la caméra rapide dans le cas d'écoulement cavitant ($\sigma = 1{,}86$). La ligne blanche sur les figures 2.28(a) et 2.28(b) a été ajoutée manuellement pour plus de lisibilité et marque le bord de fuite du profil.

2.8.3 Fréquences et modes propres des profils

Dans un premier temps, afin d'identifier les valeurs des modes propres des profils en acier inoxydable et en POM, un pot vibrant a été placé au-dessus de la veine ouverte pour pouvoir produire un impact sur le profil. La réponse des profils à l'impact a été évaluée dans l'air et dans l'eau. Dans cette configuration, seize mesures étaient moyennées pour chaque point du maillage afin de diminuer le bruit sur le spectre, avec une impulsion par mesure.

Les spectres correspondants à ces mesures sont représentés sur les figures 2.29 et 2.30, et les formes modales associées sont répertoriées dans l'annexe B. Les valeurs des fréquences propres obtenue pour un scan complet des profils sont indiquées dans le tableau 2.2.

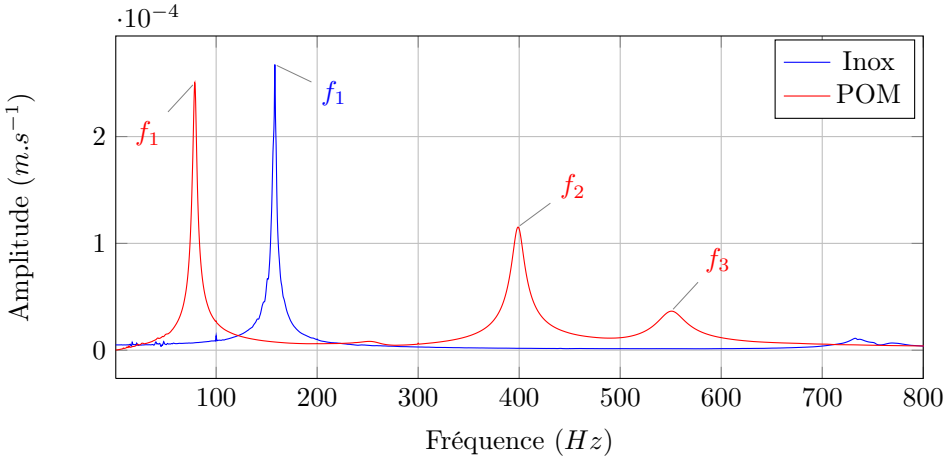


FIGURE 2.29 – Spectres des profils en acier inoxydable et POM_c en réponse à une impulsion en air

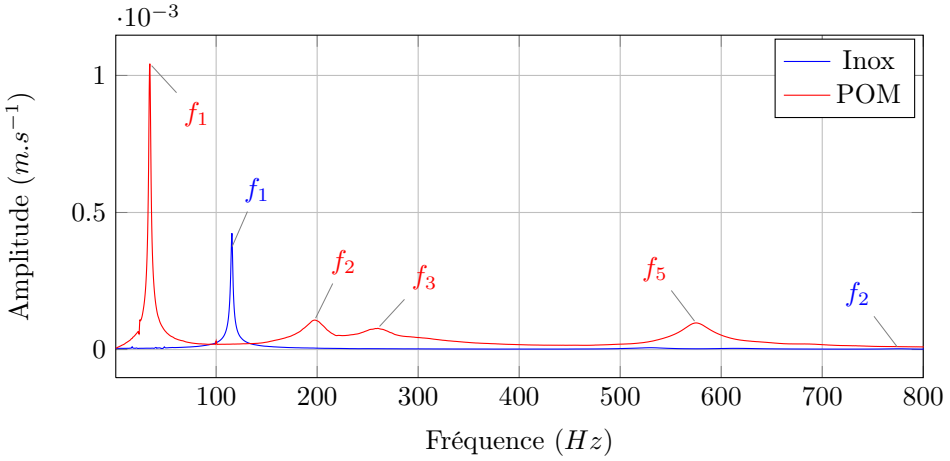


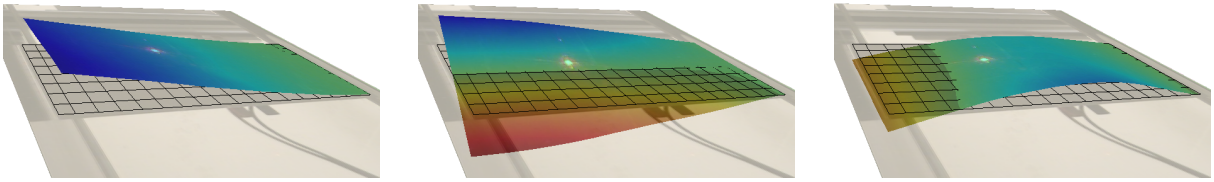
FIGURE 2.30 – Spectres des profils en acier inoxydable et POM_c en réponse à une impulsion en eau

Les mesures ont été effectuées sur une plage de fréquences allant de 0 Hz à 2000 Hz, avec 3200 points de mesure, soit une résolution fréquentielle de $\Delta f = 0{,}625$ Hz. Les spectres présentés ici sont moyennés sur tous les points de mesure du profil. Pour plus de visibilité, seul l'intervalle de 0 Hz à 800 Hz est tracé sur les figures 2.29 et 2.30.

Mode	(i.j)	Air		Eau		Lignes nodales
		POM_c	Inox	POM_c	Inox	
1	1.1	78,8	158,1	34,4	115,0	
2	1.2	398,8	951,9	197,5	775,6	
3	2.1	550,6		260,0	1815,6	
5	2.2	1174,4		575,0		
6	3.1	1405,6				

TABLE 2.2 – Fréquences propres expérimentales associées aux différents profils et lignes nodales associées (d'après Blevins [19])

La figure 2.31 représente les formes modales associées aux trois premiers modes propres des profils. Ceux-ci correspondent généralement au premier mode de flexion, au premier mode de torsion et au deuxième mode de flexion respectivement.



(a) Mode 1 (b) Mode 2 (c) Mode 3

FIGURE 2.31 – Formes modales mesurées en eau pour le profil POM_c en réponse à une impulsion et correspondant aux modes (a) 1 (b) 2 et (c) 3

Toutefois on observe que les modes du profil en acier inoxydable sont inversés par rapport à ceux du profil en POM : les modes de flexion pures apparaissent à une fréquence plus faible que les modes combinant torsion et flexion. Ainsi, les modes 3 et 6 ont une fréquence associée plus faible que les modes 2 et 5 respectivement. Notons que le mode 4, qui correspond au deuxième mode de torsion (1.3), n'est détecté dans aucune mesure.

D'autre part, seul le profil POM_c à été utilisé pour les mesures avec un pot vibrant. En effet, durant un stage réalisé par Pierre Guiffant en parallèle de cette thèse sur des profils NACA 0015 en POLY 1500 [58], il a été observé que la nature de l'encastrement n'avait que peu d'incidence sur les fréquences propres. Ceci n'est valable que dans le cas d'un profil

construit selon le plan présenté en annexe A et sera détaillé dans le chapitre 3.

Dans la suite du rapport, on s'intéressera plus particulièrement aux deux premiers modes. Les fréquences seront nommées f_1 pour le mode de flexion, f_2 pour le mode de torsion, et f_i pour le i^{eme} mode. Notons que les spectres peuvent être présentés selon deux unités pour une meilleure lecture des fréquences propres : mètres par seconde ($m.s^{-1}$) et décibels (dB). La conversion de $m.s^{-1}$ en dB est réalisée par $20log(S/S_{ref})$, avec $S_{ref} = 1\ m.s^{-1}$.

2.9 Validation du modèle poutre

On formule l'hypothèse que les profils ne se déforment pas dans la direction de la corde, ce qui implique que les déformations observées seront uniquement dues à la flexion et à la torsion d'axe z_v. Ainsi, bien que le rapport envergure/corde du profil soit de l'ordre de 2, on peut considérer que le comportement des profils est similaire à celui d'une poutre encastrée-libre. Plusieurs conditions sont imposées pour modéliser une poutre :

- le matériau est homogène et isotrope,
- l'ensemble des barycentres des sections droites forme une courbe continue,
- les sections droites sont perpendiculaires à cette courbe,
- la racine carrée de la surface des sections droites est petite devant la longueur de cette courbe.

Ici, l'envergure du profil est six fois plus grande que la racine de la surface d'une section, les quatre conditions sont donc réunies.

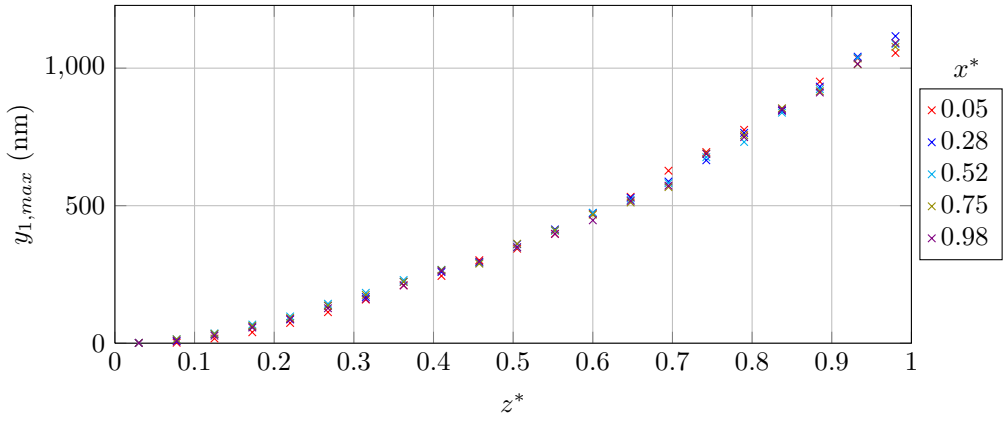
Afin de valider notre modèle pour le profil POM$_c$, on trace ses formes modales, c'est-à-dire la position maximale $y_{i,max}$ de chaque point du maillage associée aux fréquences propres f_i. Les formes modales sont obtenues par intégration de la mesure de vitesse réalisée par le vibromètre avec pot vibrant et correspondent à la déformation due aux vibrations du profil, il ne s'agit pas des déformées statiques y_{stat} qui sont mesurées avec le télémètre laser. En effet, la position de chaque point du profil peut s'écrire :

$$y_v(x,z) \ = \ y_{stat}(x,z) + \sum_i y_{i,max}(x,z) * sin(f_i * t + \varphi) \tag{2.10}$$

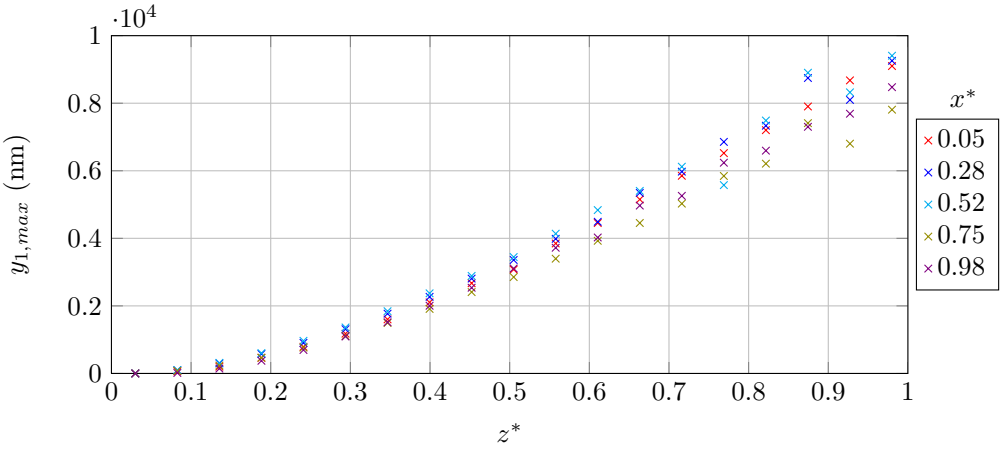
avec f_i la fréquence du i^{eme} mode propre et φ le déphasage du point par rapport à la référence. Les données pour la flexion et la torsion du profil en POM avec encastrement fort sont représentées sur les figures 2.32 et 2.33. La flexion $y_{1,max}$ est représentée en fonction de l'envergure normalisée $z^* = z_v/s$ pour plusieurs sections $x^* = x_v/c$, tandis que la torsion $y_{2,max}$ est représentée en fonction de la corde normalisée x^* pour plusieurs valeurs de z^*. Les reconstructions en trois dimensions des formes modales sont disponibles en annexe B.

Notons que, pour les mesures en eau, la valeur $y_{i,max}$ obtenue par intégration des vibrations doit être multipliée par l'indice de l'eau pour prendre en compte la déviation du faisceau laser dans le liquide. Toutefois, les données représentées ici ne prennent pas en compte ce décalage puisque seul l'alignement des points nous intéresse.

On observe que le déplacement du profil lié au mode de flexion en air est similaire en tout point de la corde, tandis que des variations apparaissent dans l'eau et augmentent en bout de pale, probablement du fait de la masse ajoutée (voir la section 2.10). Toutefois, d'après la



(a) Air



(b) Eau

FIGURE 2.32 – Forme modale de la flexion $y_{1,max}$ (a) en air et (b) en eau en fonction de l'envergure normalisée z^* pour plusieurs valeurs de x^*

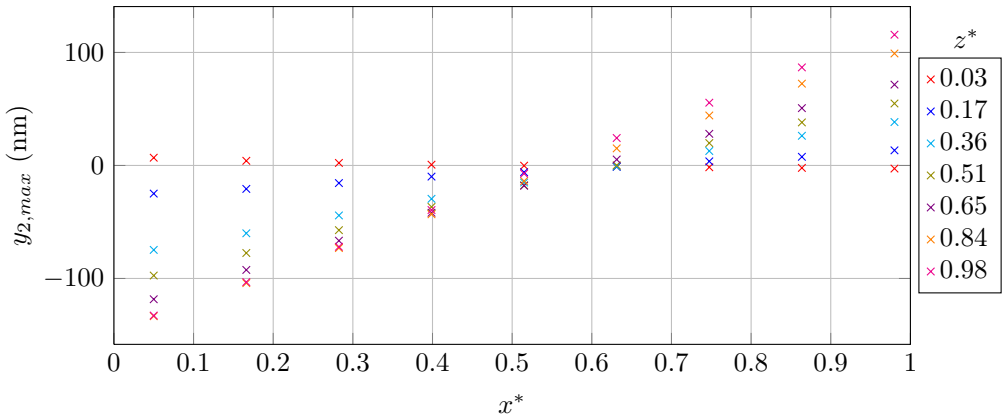
position des différentes sections du profil pour le mode de torsion (Figure 2.33), qui montre des points alignés, la déformation du profil dans la direction de la corde est très faible. On peut donc considérer que la section du profil ne se déforme pas, ce qui valide notre choix de ne considérer que la flexion et la torsion d'axe z_v.

Par ailleurs, on constate sur la figure 2.32 que $y_{1,max}$ et $\partial y_{1,max}/\partial z^*$ valent tous deux zéro pour $z^* = 0$, quelque soit x^*, ce qui confirme que l'encastrement est bien réalisé.

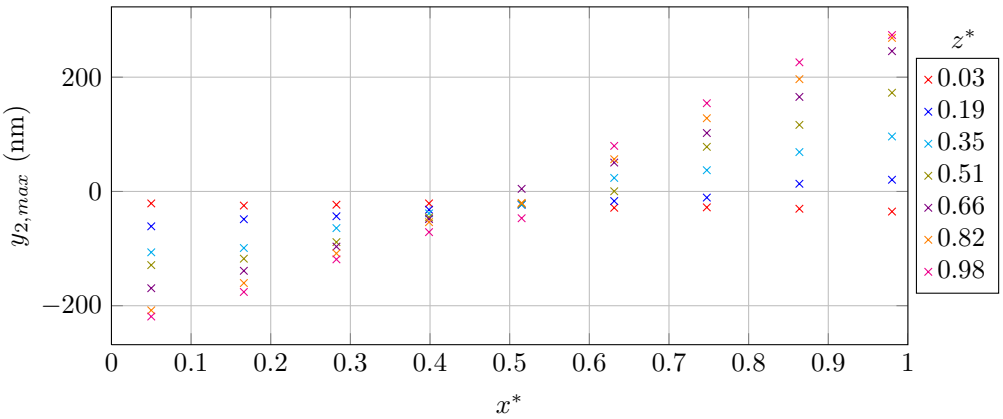
D'autre part, à partir de la forme modale $y_{2,max}$ du mode de torsion, on peut déterminer l'angle θ_{tv} de torsion maximal du aux vibrations pour chaque section du profil (Figure 2.34(b)) et ainsi tracer l'évolution de cet angle le long de l'envergure. En effet, la torsion θ_t est définie par l'angle de torsion statique $\theta_{t,stat}$ mesuré par télémètre laser et par l'incidence θ_{tv} ajoutée par les vibrations du profil autour de sa position statique :

$$\theta_t(z) \;=\; \theta_{t,stat}(z) + \theta_{tv}(z) * sin(f_2 * t + \varphi) \tag{2.11}$$

On néglige ici les vibrations de torsion des modes supérieurs.

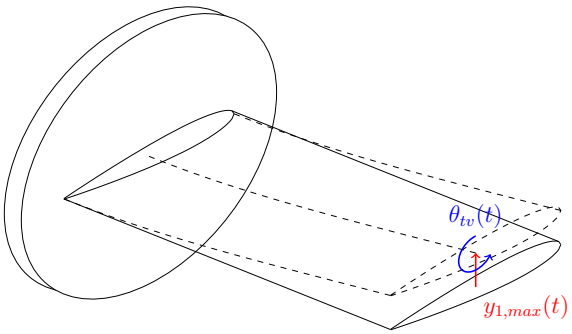


(a) Air

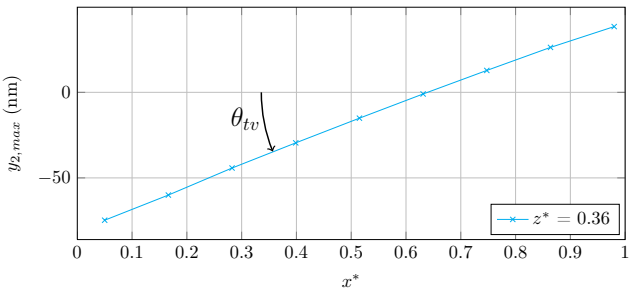


(b) Eau

FIGURE 2.33 – Forme modale de la torsion $y_{2,max}$ (a) en air et (b) en eau en fonction de la corde normalisée x^* pour plusieurs valeurs de z^*



(a) Définition de $y_{1,max}$ et θ_{tv}



(b) Identification de θ_{tv}

FIGURE 2.34 – Variables liées au mouvement dû aux vibrations

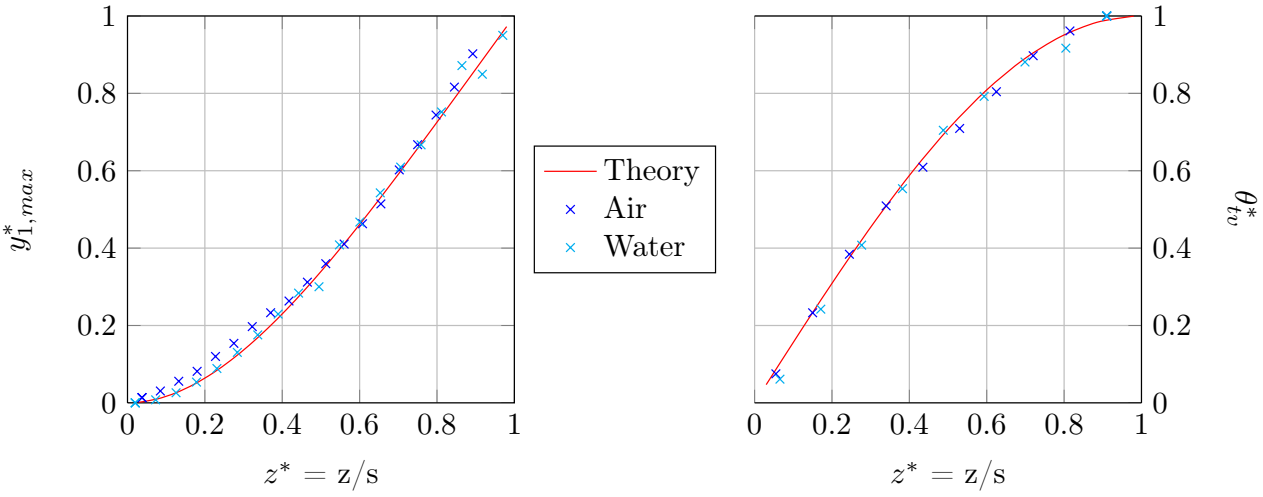
On peut alors normaliser ces valeurs en divisant chaque θ_{tv} par la valeur $\theta_{tv,max}$ estimée pour $z^* = 1$ et comparer cette courbe à la théorie des poutres décrite par Blevins [19]. En effet, il écrit que la forme modale théorique du i^e mode de torsion d'une plaque plane encastrée-libre varie selon la loi :

$$\tilde{\theta}_{p,i} = sin\Big(\frac{\pi(2i-1)}{2}z^*\Big) \tag{2.12}$$

De même, on calcule la forme modale $y_{1,max}$ moyenne de chaque section x^*, que l'on divise par la valeur estimée pour $z^* = 1$. Selon Blevins, la forme modale normalisée associée au i^e mode de flexion d'une plaque plane est décrite par :

$$\tilde{y}_{p,i} = cosh(\lambda_i * z^*) - cos(\lambda_i * z^*) - \sigma_i * \big(sinh(\lambda_i * z^*) - sin(\lambda_i * z^*)\big) \tag{2.13}$$

où λ_i et σ_i dépendent des dimensions de la plaque, ici $\lambda_1 = 1,87510407$ et $\sigma_1 = 0,734095514$. Cette forme modale est adimensionnalisée par $\tilde{y}^*_{p,1} = \tilde{y}_{p,1}/2$. Les comparaisons des courbes expérimentales et théoriques sont représentées sur la figure 2.35. Les résultats obtenus sont proches de la théorie, ce qui nous permet de valider notre modèle de comportement de type poutre pour les modes de flexion et torsion du profil POM$_c$.



(a) Bending (b) Twisting

FIGURE 2.35 – Comparaison des valeurs de flexion (a) et de l'angle de torsion (b) avec la théorie des poutres

2.10 Masse ajoutée

On rappelle que l'action du fluide sur une structure vibrant peut être modélisée par une masse et un amortissement ajoutés. Le rapport des fréquences propres de la structure peut donc s'écrire, pour le i^{eme} mode :

$$\frac{f_{i,fluide}}{f_{i,vide}} = \frac{1}{\sqrt{1+\frac{M_{a,i}}{m_i}}} \tag{2.14}$$

avec M_i la masse modale associée au i^{eme} mode, et $M_{a,i}$ la masse ajoutée. Notons que cette équation est exacte pour un système masse-ressort amorti, il s'agit d'une approximation pour

les autres systèmes. On appelle coefficient de masse le rapport entre la masse ajoutée et la masse modale :

$$C_{M,i} = \frac{M_{a,i}}{m_i} \tag{2.15}$$

Dans les mesures présentées dans cette thèse, le fluide est l'eau et l'air est assimilé au vide. A partir de l'équation (2.14), on obtient les valeurs du coefficient de masse pour chaque profil en fonction du mode i :

$$C_{M,i} = \left[\left(\frac{f_{i,air}}{f_{i,eau}} \right)^2 - 1 \right] \tag{2.16}$$

2.10.1 Masses modales

Pour déterminer les masses ajoutées des profils, nous avons besoin de connaître leur matrice modale de masse, notée $[M_i]$. On rappelle que nous considérons un système à deux degrés de liberté : la flexion et la torsion d'axe z. Ces matrices seront donc de dimension 2x2. De plus, comme cela a été expliqué au chapitre 1.5, elles sont symétriques et s'écrivent :

$$[M_i] = \begin{pmatrix} m_1 & 0 \\ 0 & m_2 \end{pmatrix} \tag{2.17}$$

avec m_1 et m_2 les masses modales des modes de flexion et de torsion. Nous pouvons également calculer les matrices de raideur modales $[K_i]$:

$$[K_i] = \begin{pmatrix} k_1 & 0 \\ 0 & k_2 \end{pmatrix} \tag{2.18}$$

avec k_1 et k_2 les raideurs modales des modes de flexion et de torsion.

Flexion

L'équation du mouvement correspondant à des vibrations libres de flexion pure pour une poutre droite d'axe z et de longueur L s'écrit :

$$\rho S \frac{\partial^2 Y}{\partial t^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \left(EI_{Ox} \frac{\partial^2 Y}{\partial z^2} \right) = 0 \tag{2.19}$$

où Y est la flèche, I_{Ox} est le moment quadratique de flexion d'une section S de la poutre par rapport à un axe passant par son centre de rotation O, E est son module d'Young. Dans le cas d'une poutre homogène, EI_{Ox} est constante. Une séparation des variables $Y(z,t) = g(t)f(z)$ permet de décomposer cette équation :

$$f \frac{d^2 g}{dt^2} + \frac{EI_{Ox}}{\rho S} g \frac{d^4 f}{dz^4} = 0 \tag{2.20}$$

$$\frac{\ddot{g}}{g} = \frac{-EI_{Ox}}{\rho S} \frac{f^{(4)}}{f} = cste = -\omega^2 \tag{2.21}$$

$$\begin{cases} \ddot{g} + \omega^2 g = 0 \\ \frac{EI_{Ox}}{\rho S} f^{(4)} - \omega^2 f = 0 \end{cases} \tag{2.22}$$

Les solutions sont de la forme :

$$\left\{ \begin{array}{rcl} g(t) & = & A_1 cos(\omega t) + A_2 sin(\omega t) \\ f(z) & = & B_1 cos(kz) + B_2 ch(kz) + B_3 sin(kz) + B_4 sh(kz) \end{array} \right. \tag{2.23}$$

avec $\omega^2 = \frac{EI_{Ox}}{\rho S} k^4$. Il existe une infinité de solutions (k_n, ω_n) dépendant des conditions aux limites. On écrira donc :

$$f(z) = \sum_{n=1}^{\infty} c_n \phi_n(z) \tag{2.24}$$

où ϕ_n représente les formes modales. La fonction g est harmonique, l'équation 2.20 devient donc, en simplifiant par g :

$$EI_{Ox} \frac{d^4 \phi_n}{dz^4} = \rho S \omega_n^2 \phi_n \tag{2.25}$$

On considère un mode i : on multiplie l'équation précédente par ϕ_i, puis on intègre entre 0 et L :

$$\int_0^L EI_{Ox} \phi_i \frac{d^4 \phi_i}{dz^4} dz = \int_0^L \rho S \omega_i^2 \phi_i^2 dz \tag{2.26}$$

On intègre le premier terme par partie deux fois, au final il vient :

$$\omega_i^2 = \frac{\int_0^L EI_{Ox} \left(\frac{d^2 \phi_i}{dz^2} \right)^2 dz}{\int_0^L \rho S \phi_i^2 dz} \tag{2.27}$$

On nomme le numérateur "raideur modale" et le dénominateur "masse modale", donc :

$$k_i = \int_0^L EI_{Ox} \left(\frac{d^2 \phi_i}{dz^2} \right)^2 dz \tag{2.28}$$

$$m_i = \int_0^L \rho S \phi_i^2 dz \tag{2.29}$$

L'encastrement impose un déplacement et une rotation nuls, tandis que le bord libre impose un effort tranchant et un moment fléchissant nuls, ce qui se traduit :

* en $z = 0$:

$$Y = 0, \qquad \frac{\partial Y}{\partial z} = 0$$

* en $z = L$:

$$\frac{\partial}{\partial z} \left(EI_{Ox} \frac{\partial^2 Y}{\partial z^2} \right) = 0, \qquad EI_{Ox} \frac{\partial^2 Y}{\partial z^2} = 0$$

On retrouve ainsi la formule 2.13 décrite par Blevins pour une poutre encastrée-libre :

$$\phi_i(z) = cosh(\lambda_i \frac{z}{L}) - cos(\lambda_i \frac{z}{L}) - \sigma_i \big(sinh(\lambda_i \frac{z}{L}) - sin(\lambda_i \frac{z}{L}) \big)$$

Notons que le moment quadratique de flexion I_{Ox} de la section varie avec l'incidence du profil : un exemple de variation est représenté sur la figure 2.36 pour un profil NACA 0015 dont le centre de rotation est au quart de corde. La matrice de raideur dépend donc de l'angle d'attaque.

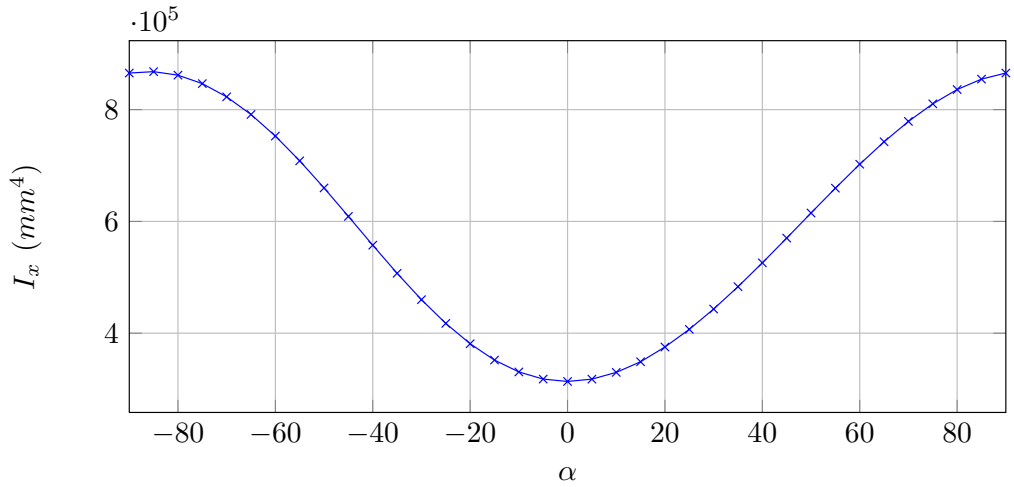


FIGURE 2.36 – Moment quadratique de flexion I_{Ox} d'une section de NACA 0015 dont le centre de rotation O est au quart de corde en fonction de l'incidence

Torsion

L'équation décrivant les ondes de torsion s'écrit :

$$-\rho I_C \frac{\partial^2 \vartheta}{\partial t^2} + G I_C \frac{\partial^2 \vartheta}{\partial x^2} = 0 \tag{2.30}$$

où ϑ est l'angle de torsion, I_C est le moment quadratique de torsion d'une section S de la poutre au centre élastique C, G est son module de cisaillement.

On procède de la même façon que pour des vibrations de flexion pour obtenir les formes modales, qui correspondent à l'équation 2.12 décrite par Blevins :

$$\phi_i(z) = sin\left(\frac{\pi(2i-1)}{2}\frac{z}{L}\right)$$

On obtient également les expressions de la masse et de la raideur modales pour une poutre en torsion :

$$k_i = \int_0^L G I_C \left(\frac{d\phi_i}{dz}\right)^2 dz \tag{2.31}$$

$$m_i = \int_0^L \rho I_C \phi_i^2 dz \tag{2.32}$$

Matrices des profils

Les matrices modales des profils s'écrivent ($\alpha = 0°$) :

– pour le POM :

$$[M_{i,POM}] = \begin{pmatrix} 0,277 & 0 \\ 0 & 0,138 \end{pmatrix} \qquad [K_{i,POM}] = \begin{pmatrix} 3,59.10^6 & 0 \\ 0 & 1,31.10^4 \end{pmatrix} \tag{2.33}$$

– pour l'inox :

$$[M_{i,inox}] = \begin{pmatrix} 1,540 & 0 \\ 0 & 0,770 \end{pmatrix} \qquad [K_{i,inox}] = \begin{pmatrix} 4,24.10^8 & 0 \\ 0 & 1,54.10^6 \end{pmatrix} \tag{2.34}$$

avec les masses modales exprimées en kg. On remarque que les masses modales correspondant à la flexion sont égales aux masses des profils, alors que la masse modale associée à la torsion est deux fois plus petite.

2.10.2 Plaque plane

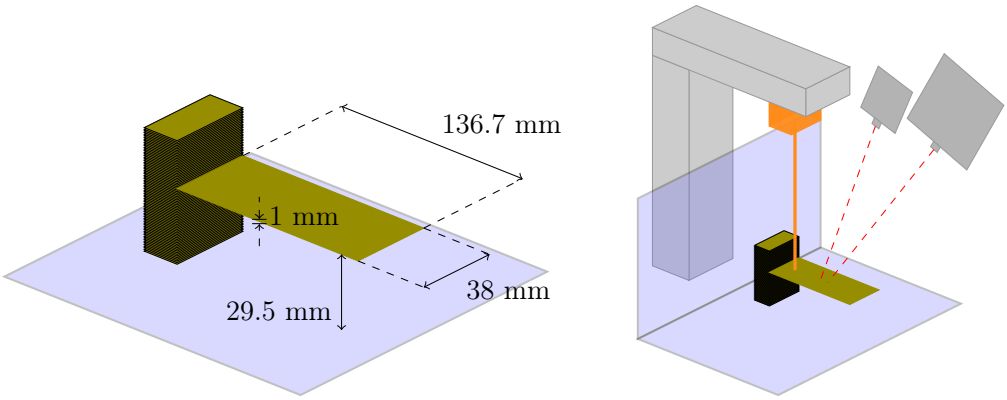
D'après la théorie énoncée au chapitre 1.5, la masse ajoutée ne dépend que de la géométrie et du mouvement de la structure concernée. Lindholm et al. [72] ont estimé sa valeur pour une plaque plane encastrée-libre en fonction du mode, les valeurs théoriques des six premiers modes sont regroupées dans le tableau 2.3. On note que la masse ajoutée est théoriquement égale pour tous les modes de flexion pure.

Mode	(i.j)	$M_{a,th}$
1	(1.1)	$\frac{\pi}{4}\rho s c^2$
2	(1.2)	$\frac{3\pi}{32}\rho s c^2$
3	(2.1)	$\frac{\pi}{4}\rho s c^2$
4	(1.3)	$0.0803\rho s c^2$
5	(2.2)	$\frac{3\pi}{32}\rho s c^2$
6	(3.1)	$\frac{\pi}{4}\rho s c^2$

TABLE 2.3 – Masse ajoutée d'une plaque plane encastrée-libre de corde c et d'envergure s, plongée dans un fluide de masse volumique ρ, d'après Lindholm et al. [72]

On se propose de vérifier la coïncidence entre cette théorie et l'approximation réalisée par Blevins [19] pour mener à l'équation 2.16.

Des mesures de vibrations d'une plaque en acier inoxydable 316L ont été réalisées en air et en eau grâce à un pot vibrant (Figure 2.37). Les dimensions de cette plaque valent 38x136,7x1 mm : l'épaisseur de la structure est très petite devant les autres dimensions de la plaque, celle-ci peut donc être considérée comme mince.



(a) Plaque (b) Dispositif complet

FIGURE 2.37 – Dispositif expérimental des mesures de vibrations d'une plaque plane soumise à une impulsion

Les spectres issus de ces mesures sont représentés sur la figure 2.38, les fréquences propres associées sont indiquées dans le tableau 2.4.

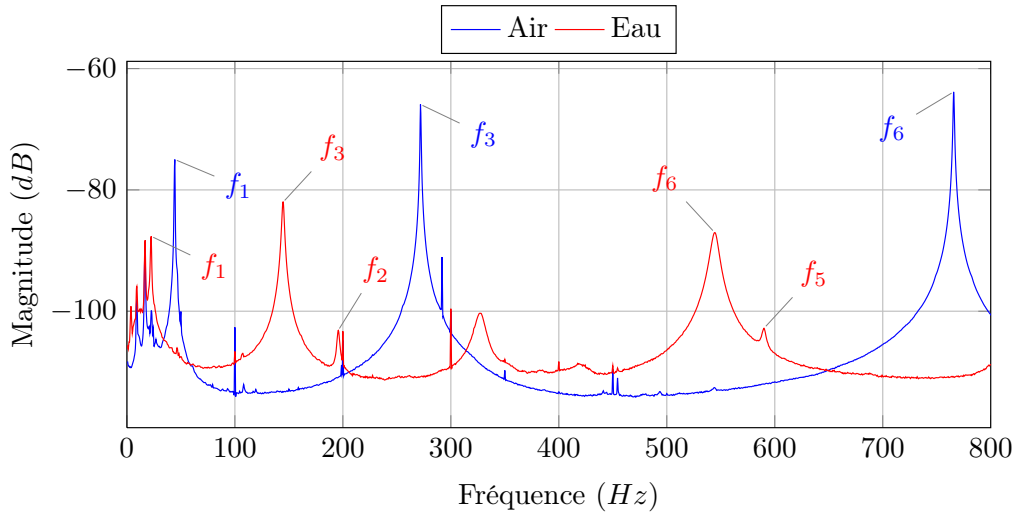


FIGURE 2.38 – Spectres de la plaque plane en réponse à une impulsion, en air et en eau

Comme pour le profil en acier inoxydable, les modes 2 et 3 sont inversés, de même que les modes 5 et 6. Notons que Blevins [19] a déterminé une équation pour calculer les fréquences propres d'une plaque dans le vide. Pour une plaque encastrée-libre, on trouve :

$$f_{i,j} = \frac{\lambda_{i,j}^2}{2\pi s^2}\left[\frac{Eh^3}{12\gamma(1-\nu^2)}\right]^{1/2} \tag{2.35}$$

où $\lambda_{i,j}$ dépend du mode considéré et des dimensions de la plaque. Les valeurs théoriques pour les trois premiers modes sont reportées dans le tableau 2.4. Notons que dans notre cas $\lambda_{i,j}$ a été estimé d'après une interpolation des valeurs données par Blevins. On observe que les valeurs expérimentales en air sont très proches des valeurs théoriques dans le vide, ce qui valide le fait que nous assimilons les fréquences dans le vide et en air pour les calculs de masse ajoutée.

Nous pouvons alors calculer la masse ajoutée $M_{a,exp}$ grâce à l'équation 2.16, en substituant la masse de la plaque à la masse modale. Celle-ci vaut 40,78 g. Les valeurs obtenues sont comparées aux valeurs théoriques $M_{a,th}$ calculées d'après [72] dans le tableau 2.4. Le mode de torsion n'a pas été clairement identifié sur les mesures en air, il est donc exclu des calculs suivants.

Mode	(i,j)	$f_{i,vide,th}$	$f_{i,air,exp}$	$f_{i,eau,exp}$	$M_{a,exp}$ (g)	$M_{a,th}$ (g)	$M_{a,th}/\ M_{a,exp}$
1	(1.1)	45,27	44,375	23,125	109,4	155,0	1,417
2	(1.2)	327,0		195,625			
3	(2.1)	285,3	271,875	144,375	103,8	155,0	1,493
5	(2.2)		895,625	590,0	53,19	58,13	1,093
6	(3.1)		765,625	544,375	39,88	155,0	3,887

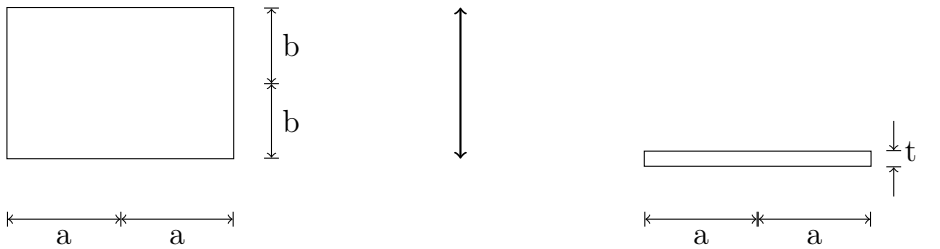
TABLE 2.4 – Fréquences propres expérimentales et théoriques (Equation 2.35) associées à la plaque plane et comparaison des masses ajoutées expérimentales (calculées à partir de l'équation 2.16) à la théorie (Tableau 2.3)

On note que les valeurs expérimentales s'éloignent de la valeur théorique lorsque l'on progresse dans les modes propres de la plaque, exception faite du 5e mode. En effet, le

rapport $f_{i,air}/f_{i,eau}$ diminue lorsque i augmente alors que la masse modale pour les modes de flexion pure ne varie pas. La théorie surestime les masses ajoutées : ceci peut conduire à une mauvaise conception des structures.

2.10.3 Profils NACA 0015

L'épaisseur maximale des profils utilisés dans cette thèse vaut 15% de la longueur de corde, et leur épaisseur moyenne 10%. On peut donc se demander si les valeurs expérimentales de masse ajoutée pourront être comparées à la théorie des plaques planes. En deux dimensions, on distingue en effet les plaques minces, dont l'épaisseur est très petite devant la largeur, des sections rectangulaires.



(a) Section rectangulaire

(b) Section de plaque mince

FIGURE 2.39 – Définition des sections pour le calcul de la masse ajoutée. La flèche ↕ indique la direction du mouvement

Selon Blevins [19], dans le cas d'une section rectangulaire de côtés 2a et 2b telle que définie sur la figure 2.39, la masse ajoutée par unité de longueur A_s est calculée par :

$$A_s = \beta\rho\pi a^2 \tag{2.36}$$

où β dépend du rapport a/b. Notons que la direction du mouvement de la section est donnée par la flèche ↕. Lorsque le rapport a/b tend vers l'infini, c'est-à-dire lorsque l'épaisseur de la section est de plus en plus petite devant sa largeur, le coefficient α tend vers 1. On retrouve alors la masse ajoutée par unité de longueur d'une plaque mince en deux dimensions :

$$A_s = \rho\pi a^2 \tag{2.37}$$

Le passage en trois dimensions peut s'effectuer grâce à la théorie des bandes, qui est définie par l'hypothèse selon laquelle la masse ajoutée d'un corps est la somme des masses ajoutées par unité de longueur de chacune de ses sections, soit :

$$A = \int_0^s A_s dx \tag{2.38}$$

On obtient ainsi, pour une structure de section rectangulaire uniforme $2a * 2b$ et d'envergure s :

$$A = \beta\rho\pi a^2 s \tag{2.39}$$

qui tend vers $A = \rho\pi a^2 s$ lorsque le rapport b/a tend vers l'infini. On retrouve alors la formule de la masse ajoutée du mode de flexion d'une plaque fixée en porte-à-faux par Lindholm

et al. [72].

Toutefois, la théorie des bandes néglige les effets de bord : on ne considère ici aucune condition aux limites, l'encastrement n'est donc pas pris en compte. On peut retrouver expérimentalement un coefficient correcteur γ qui dépend du rapport entre la largeur et la longueur du système. Blevins [19] donne les valeurs des coefficients β et γ pour différents rapports b/a et $s/2a$ respectivement. Leur interpolation permet de définir les coefficients $\beta_f = 1,17$ et $\gamma_f = 0,7456$ des profils.

Les masses modales des différents profils utilisés ont été calculées précédemment et sont indiquées dans les équations 2.33 et 2.34. Les masses ajoutées obtenues sont regroupées dans le tableau 2.5. Notons que les calculs développés ci-dessus ne permettent d'évaluer que la masse ajoutée du mode de flexion. Toutefois on peut supposer que ces résultats seront identiques pour tous les modes de flexion pure.

Mode	Acier inoxydable	POM	Plaque en p-à-f	Section Rect. 3D	Plaque Mince 3D
	$m_i\left[\left(\frac{f_{i,air}}{f_{i,eau}}\right)^2-1\right]$		Tab. 2.3	$\gamma_f\beta_f\frac{\pi}{4}\rho sc^2$	$\gamma_f\frac{\pi}{4}\rho sc^2$
1	1390	1199	1500	1305	1118
2	390	433	563		
3	693	979	1500	1305	1118

TABLE 2.5 – Masse ajoutée (en grammes) déduite des résultats des mesures vibratoires avec pot vibrant, comparée à la valeur théorique pour une plaque plane en porte à faux obtenue avec les équations données dans le tableau 2.3, à la valeur théorique pour une poutre de section rectangulaire et à la valeur théorique pour une plaque mince

Notons que les valeurs correspondant à la théorie d'une plaque plane (en porte-à-faux ou libre) et à une poutre de section rectangulaire sont du même ordre de grandeur, ce qui nous indique que l'épaisseur de nos profils peut être considérée comme petite devant leur largeur.

Les valeurs obtenues expérimentalement sont plus faibles pour le mode de torsion que pour la flexion du fait de la faible masse modale associée au deuxième mode, puis elle remonte pour le troisième mode, qui correspond au deuxième mode de flexion. La masse ajoutée associée au premier mode sont du même ordre de grandeur que les valeurs théoriques, mais les valeurs du troisième mode sont très éloignées des estimations. La masse ajoutée calculée selon les formules de Lindholm et al. [72] pour une plaque en porte-à-faux surestiment la masse ajoutée pour chaque mode, il apparaît donc nécessaire de mesurer la masse ajoutée expérimentalement.

2.11 Mesure de l'amortissement des profils

Différentes méthodes permettent de mesurer l'amortissement d'une structure. Les deux plus courantes, le décrément logarithmique et la bande à -3 dB, sont présentées ici. Notons

que les mesures sont effectuées avec un profil considéré comme une poutre encastrée-libre, un mauvais encastrement peut donc mener à des erreurs de mesure en introduisant une dissipation supplémentaire [59].

2.11.1 Décrément logarithmique

La première méthode utilise la réponse temporelle de la structure à une excitation, par marteau ou lâcher, et consiste à mesurer la décroissance du signal. Elle s'applique principalement aux systèmes qui ont un mode dominant. Ainsi, à partir des signaux temporels du vibromètre enregistrés pendant les mesures avec pot vibrant, on peut déterminer les taux d'amortissement des différents profils en fonction du milieu dans lequel ils se trouvent. On calcule pour cela δ, le décrément logarithmique, qui correspond au logarithme népérien du rapport d'amplitude de deux pics :

$$\delta = \frac{1}{N} ln \frac{x(t)}{x(t+NT)} \tag{2.40}$$

où T est la période du signal et N le nombre de pics successifs, comme illustrés sur la figure 2.40.

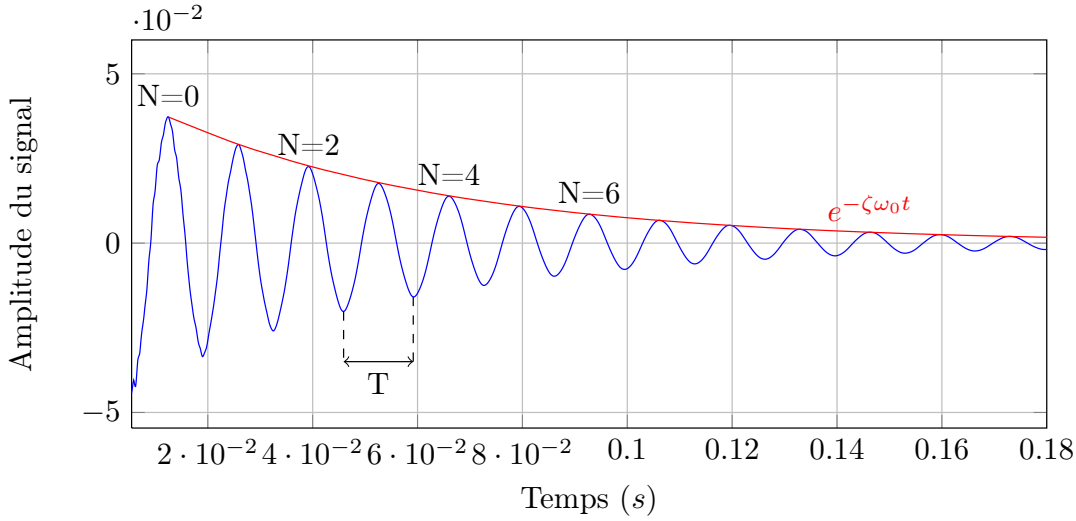


FIGURE 2.40 – Méthode du décrément logarithmique pour déterminer le taux d'amortissement

On en déduit le taux d'amortissement :

$$\zeta = \frac{\delta}{\sqrt{(2\pi)^2 + \delta^2}} \tag{2.41}$$

La pulsation propre du système ω_0 ($rad.s^{-1}$) peut ensuite être calculée à partir de la pseudo-pulsation ω_p du système :

$$\omega_p = \frac{2\pi}{T}, \qquad \omega_0 = \frac{\omega_p}{\sqrt{1-\zeta^2}} \tag{2.42}$$

Les résultats obtenus pour les deux profils sont répertoriés dans les tableaux 2.6.

(a) Acier inoxydable

		Air	Eau
ω_p	$(rad.s^{-1})$	$983,79$	$724,55$
ω_0	$(rad.s^{-1})$	$983,87$	$724,57$
ζ	$(\oslash)$	$0,0125$	$0,0071$

(b) POM

		Air	Eau
ω_p	$(rad.s^{-1})$	$469,63$	$198,70$
ω_0	$(rad.s^{-1})$	$469,99$	$198,85$
ζ	$(\oslash)$	$0,0388$	$0,0390$

TABLE 2.6 – Caractéristiques des profils

Il apparaît que le taux d'amortissement des mesures en air est du même ordre de grandeur que celui des mesures en eau pour le profil en POM_c. Au contraire, pour le profil en acier inoxydable, ζ est divisé par deux en passant dans l'eau, alors qu'on s'attend à voir l'amortissement augmenter avec la densité du fluide environnant.

Vu et al. [103] avaient déjà observé que l'amortissement pouvait augmenter ou diminuer selon le mode étudié, notamment du fait de la turbulence, qui crée un amortissement supplémentaire. Cette analyse, réalisée sur des plaques de dimensions différentes, montrait en effet que l'intensité des excitations pouvait influencer le taux d'amortissement ζ de la structure. Toutefois, dans le cadre de cette thèse, les excitations du pot vibrant sur les profils n'ont pas été enregistrées.

Un test sur la plaque plane en acier inoxydable décrite au paragraphe 2.10.2 a donc été réalisé pour comprendre si ce phénomène est susceptible d'intervenir dans les mesures. La plaque est encastrée à une extrémité et libre aux autres (Figure 2.37). L'excitation est réalisée par un pot vibrant, et la réponse enregistrée par le vibromètre scannant décrit au paragraphe 2.8. Les mesures ont été réalisées en eau en faisant varier le gain du pot vibrant pour imposer des excitations de différentes amplitudes. Cependant, il s'avère qu'il n'y a pas un mais plusieurs modes dominants pour cette plaque, qui correspondent aux modes de flexion (Figure 2.38). Le signal temporel des vibrations de la plaque après un impact ne décroît donc pas exponentiellement, ce qui ne permet pas de mesurer un taux d'amortissement par décrément logarithmique.

On peut également supposer que l'amortissement est plus important dans l'eau qu'en air du fait de la dissipation de l'énergie sous la forme d'ondes sonores, qui sont mieux transmises vers l'eau que vers l'air. En effet, l'amortissement est en partie dû à des phénomènes mécaniques, mais également à des mécanismes acoustiques. Or le coefficient de transmission des ondes sonores entre deux milieux 1 et 2 s'écrit [68] :

$$t_{1\to 2} \;=\; \frac{2Z_1}{Z_1+Z_2} \tag{2.43}$$

avec Z_1 et Z_2 les impédances acoustiques respectives des deux milieux. Celle-ci est définie par :

$$Z_s \;=\; \rho_s c_s \tag{2.44}$$

où c_s est la célérité des ondes acoustiques dans le milieu s. On la calcule grâce au module d'élasticité isostatique K_s :

$$c_s \;=\; \sqrt{\frac{K_s}{\rho_s}} \qquad K_s \;=\; \frac{E}{3(1-2\nu)} \tag{2.45}$$

Au final on obtient les coefficients de transmission des profils (milieu 1) vers le milieu environnant (milieu 2) répertoriés dans le tableau 2.7. On constate que la propagation des ondes

1 \ 2	Air	Eau
Inox	$1,99998$	$1,9255$
POM	$1,9996$	$1,1705$

TABLE 2.7 – Coefficients de transmissions des ondes acoustiques du profil (milieu 1) vers le milieu environnant (milieu 2)

depuis l'acier inoxydable ou le POM vers l'air est plus importante que vers l'eau. Or les ondes non transmises au milieu se réfléchissent dans le profil et entretiennent les vibrations. L'amortissement des vibrations via les ondes acoustiques est donc plus faible dans l'eau pour les deux profils.

Notons toutefois que le rapport des pulsations ω_p entre l'air et l'eau est de l'ordre de 2,4 pour le POM, et 1,3 pour l'acier inoxydable, ce qui amène à des constantes de temps plus grandes en eau pour les deux profils. Ceci apparaît clairement en comparant les enveloppes adimensionnées des différents signaux temporels, qui sont représentées pour chacun des cas étudiés sur la figure 2.41.

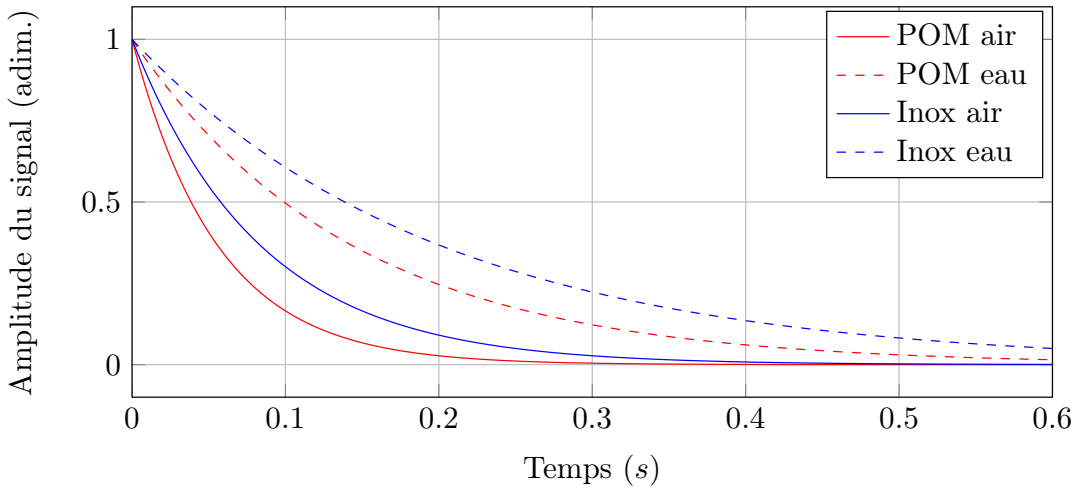


FIGURE 2.41 – Comparaison des enveloppes adimensionnées pour les profils en POM (rouge) et en acier inoxydable (bleu), en air (trait plein) et en eau (trait pointillé)

On constate par ailleurs que les valeurs des fréquences $f_p = \omega_p/2\pi$ de ces signaux temporels sont proches de celles du premier mode propre dans chaque configuration testée (cf. table 2.8), ce qui confirme le fait que le mode dominant est le premier mode de flexion.

2.11.2 Bande à -3 dB

Le décrément logarithmique ne permet toutefois de calculer le taux d'amortissement que dans le cas où l'excitation est ponctuelle. Dans le cas où celle-ci est due à l'écoulement, les excitations sont entretenues et le signal temporel des vibrations de la structure ne possède

		ω_p	f_p	f_1	f_p/f_1
Inox	Air	$983,87$	$156,6$	$158,1$	$0,99$
	Eau	$724,57$	$115,3$	$115,0$	$1,00$
POM	Air	$469,99$	$74,80$	$78,8$	$0,95$
	Eau	$198,85$	$31,65$	$34,4$	$0,92$

TABLE 2.8 – Rapport entre la fréquence du signal temporel et la fréquence de flexion des profils en air et en eau.

pas d'enveloppe exponentielle. L'amortissement global du profil ne peut donc pas être estimé, dans le domaine temporel, mais l'amortissement de chacun des modes peut être calculé en passant dans le domaine fréquentiel.

En effet, lorsque les modes sont bien distincts, la mesure de l'amortissement est conduite sur le spectre de la structure par la mesure de la largeur de la bande à -3 dB. On considère la fréquence f_i pour laquelle la valeur de la réponse est maximale, et on détermine les fréquences f_a et f_b telles que $f_a < f_b$ et $H(f_a) = H(f_b) = H_{max}/\sqrt{2}$, soit l'amplitude associée à f_i à laquelle on soustrait 3 dB (cf. Figure 2.42).

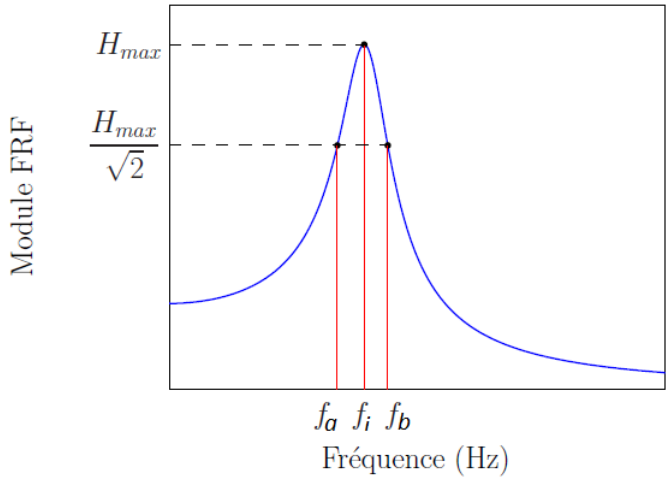


FIGURE 2.42 – Détermination de l'amortissement par la méthode de la largeur à -3dB

On calcule ainsi le facteur de perte η_i associé au i^{eme} mode par :

$$\eta_i = \frac{f_b - f_a}{f_i} \tag{2.46}$$

Le taux d'amortissement du mode considéré est ensuite calculé par la relation $\eta_i = 2\zeta_i$. Les valeurs des facteurs de perte et du taux d'amortissement des deux premiers modes des profils inox et POM, en air et en eau, sont indiqués dans le tableau 2.9. Étant donnée la précision des mesures par rapport à la largeur des pics, les valeurs de f_a et f_b sont déterminées par régression linéaire entre deux points successifs tels que leur amplitude est respectivement inférieure et supérieure à $H_{max}/\sqrt{2}$.

On note que l'amortissement des modes du profil en acier inoxydable est similaire en air et en eau, toutefois le taux d'amortissement est légèrement plus grand en air. D'autre part, le mode de torsion est beaucoup plus amorti que le mode de flexion : le taux d'amortissement

(a) Acier inoxydable

	Air	Eau
η_1	$0,0190$	$0,0165$
ζ_1	$0,0095$	$0,0083$
η_2	$0,0515$	$0,0447$
ζ_2	$0,0257$	$0,0223$

(b) POM

	Air	Eau
η_1	$0,0330$	$0,0499$
ζ_1	$0,0165$	$0,0250$
η_2	$0,0268$	$0,0583$
ζ_2	$0,0134$	$0,0287$

TABLE 2.9 – Amortissement des modes calculé avec la méthode de la bande à -3 dB

ζ_2 est 2,75 fois plus grand que ζ_1 en eau, et 2,89 fois plus grand en air.

Au contraire, pour le profil en POM, l'amortissement des deux modes est du même ordre de grandeur, mais les valeurs en eau sont environ deux fois plus grandes qu'en air (1,56 fois plus grand pour le mode 1 et 2,23 pour le mode 2). Ces résultats sont donc a priori opposés à ceux obtenus par décrément logarithmique.

Notons que la méthode peut être généralisée et utilisée en déterminant f_a et f_b telles que leur amplitude vaut $H_{max}/\sqrt{p}$. Le facteur de perte est alors calculé par :

$$\eta_i = \frac{f_b - f_a}{f_i\sqrt{p-1}} \tag{2.47}$$

Le choix de p aura un impact sur le résultat obtenu. Ainsi, le facteur de perte du profil POM_c en air vaut $\eta_{p=2} = 0{,}033$ pour $p = 2$ et $\eta_{p=3} = 0{,}030$ pour $p = 3$.

2.12 Évolution des fréquences avec le niveau d'eau

Des mesures vibratoires ont été réalisées sur les profils en acier inoxydable et POM_c en faisant varier la hauteur d'eau h dans la veine d'essai (Figure 2.43). Celle-ci était mesurée

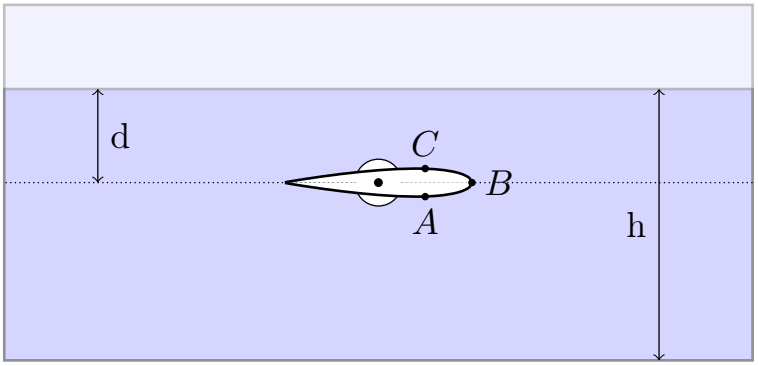


FIGURE 2.43 – Définition de la hauteur d'eau h et de la profondeur du profil d

à l'aide d'une règle fixée au fond de veine. Un exemple de courbe obtenue est représentée sur la figure 2.44. Les points A et C correspondent aux mesures lorsque le niveau d'eau est affleurant au profil, B à la mesure réalisée avec un niveaux d'eau parvenant à mi-profil ($d = 0$).

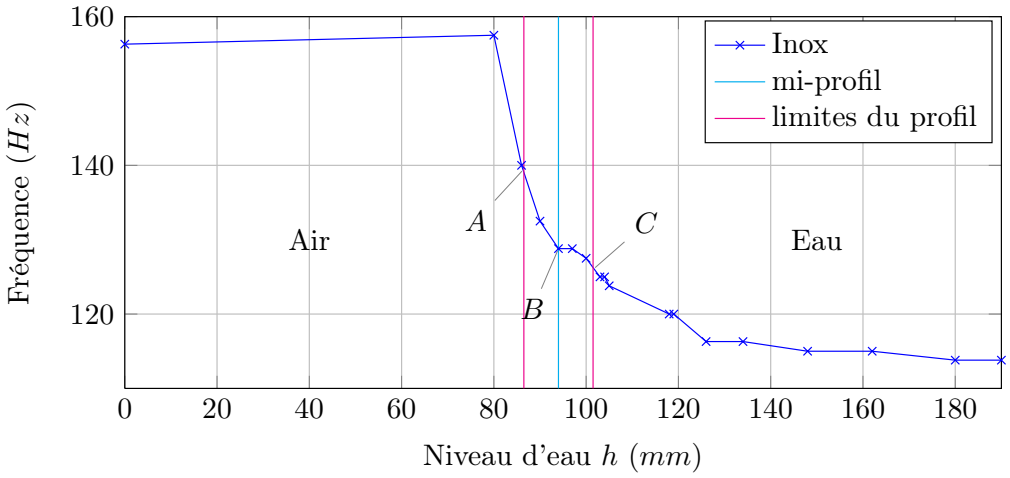


FIGURE 2.44 – Évolution de la première fréquence propre du profil inox en fonction du niveau d'eau dans la veine. Les lignes magenta symbolisent les limites du profil placé horizontalement dans la veine, la ligne bleue signifiant que la moitié du profil est immergé.

On note que les fréquences propres du profil continuent de baisser une fois qu'il est immergé du fait de l'augmentation de la masse ajoutée, avant de se stabiliser autour d'une valeur que l'on considère comme "la fréquence en eau" du profil. On peut observer cette décroissance en traçant le pourcentage d'augmentation des fréquences propres en fonction de la hauteur d'eau d au-dessus du profil. Cette augmentation s'écrit

$$\frac{f_i - f_{i,max}}{f_{i,max}} * 100$$

Les résultats sont représentés sur la figure 2.45. On note que les résultats sont proches de

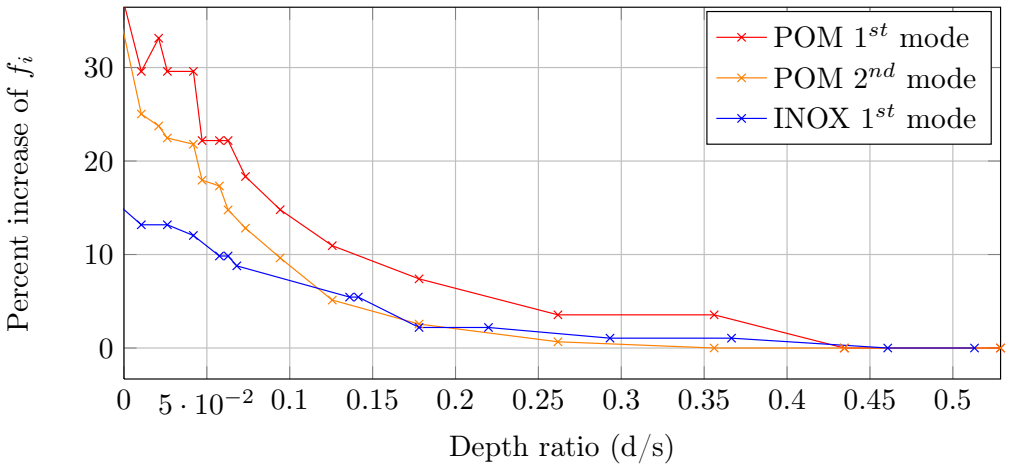


FIGURE 2.45 – Évolution des fréquences propres des profils POM_c et inox avec la profondeur d'eau adimensionnée

ceux obtenus par Lindholm et al. pour une plaque plane [72] (Figure 2.46) : on observe une augmentation de la fréquence plus importante pour le premier mode du profil POM (en rouge sur la figure 2.45) que pour le second (en orange). D'autre part, l'augmentation de la fréquence du mode de flexion du profil inox (en bleu) est de l'ordre de 14% lorsque le niveau

d'eau est affleurant, ce qui correspond aux valeurs relevées par Lindholm et al. pour une plaque plane.

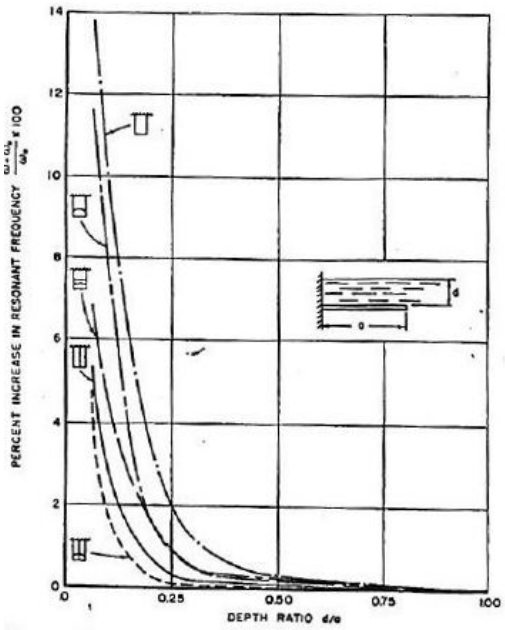


FIGURE 2.46 – Évolution des fréquences propres d'une plaque plane en fonction de la profondeur d'eau adimensionnée par Lindholm et al. [72]

2.13 Bilan

Les systèmes de mesure mis en place permettent donc de déterminer plusieurs caractéristiques des profils, telles que les fréquences propres ou l'amortissement. Celles-ci nous permettent de valider notre hypothèse selon laquelle les profils se comportent comme des poutres encastrées-libres, et que les modes dominant les profils en POM sont la flexion et la torsion d'axe z_v aligné avec l'envergure du profil.

Toutefois, certains modèles théoriques, notamment concernant la masse ajoutée, ne modélisent pas correctement les réponses des profils. Ainsi, il apparait nécessaire de mesurer les effets du milieu environnant sur les structures, et d'analyser leur évolution dans différents régimes d'écoulement.

Chapitre 3

Résultats en écoulement sub-cavitant

"Ainsi vous aurez peut-être des objections puissantes à faire
aux principes que je viens d'établir.
Communiquez les moi et je les recevrai avec reconnaissance,
parce que je cherche la vérité de très bonne foi."
Lamoignon de Malesherbes

Sommaire

3.1 Hypothèses de travail 74
3.1.1 Modèle poutre 74
3.1.2 Comparaison des encastrements 75
3.2 Évolution du comportement des profils à incidence croissante . . 77
3.2.1 Chargement hydrodynamique des profils 77
3.2.2 Champs de vitesse 84
3.2.3 Mesures des déformées statiques 89
3.2.4 Mesure des contraintes du profil POM_c 92
3.2.5 Analyse vibratoire 94
3.3 Évolution du comportement des profils à vitesse croissante . . . 98
3.3.1 Évolution des déformées statiques 98
3.3.2 Analyse vibratoire 100
3.3.3 Instabilités 105
3.3.4 Cas particulier $\alpha = 17°$ 105
3.4 Comparaison aux résultats numériques 108
3.4.1 Déformations statiques 108
3.4.2 Analyse vibratoire 110
3.5 Mesures dynamiques 114
3.6 Bilan 119

Préambule

Le comportement des profils a dans un premier temps été étudié en écoulement sub-cavitant. Ce travail a été divisé en deux catégories : d'une part, des mesures ont été réalisées sur les profils en acier inoxydable et en POM alors que leur incidence était fixe (aux vibrations de torsion près). Toutes les mesures décrites dans le chapitre précédent ont alors été mises en place (chargement, contraintes, déformées statiques, PIV, vibrations). Par la suite, des mesures de chargement et de contraintes ont été exécutées pour une incidence variable des profils, ces mesures seront appelées "mesures dynamiques" dans la suite. Ce chapitre compile tous les résultats obtenus en régime sub-cavitant.

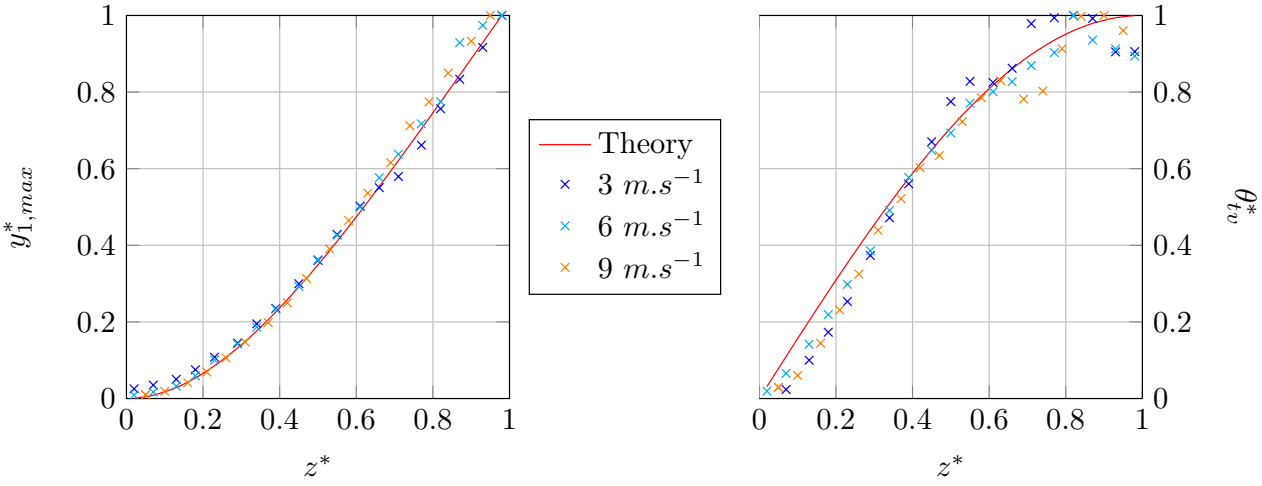
3.1 Hypothèses de travail

3.1.1 Modèle poutre

Les déformations des profils en POM augmentent avec l'incidence et la vitesse de l'écoulement. Il convient donc de déterminer si le profil reste comparable au modèle poutre pour les grandes valeurs d'angle d'attaque et de la vitesse U de l'écoulement. Les formes modales du profil POM$_c$ avec $\alpha = 8°$ et $U = 3, 6, 9\ m.s^{-1}$ ont été calculées selon la méthode développée au chapitre 2.9. On rappelle que la position du profil est définie par :

$$y_v(x,z) \ = \ y_{stat}(x,z) + \sum_i y_{i,max}(x,z) * sin(f_i * t + \varphi) \tag{3.1}$$

avec y_{stat} la déformée statique et $y_{i,max}$ la forme modale associée à la fréquence f_i. La figure 3.1 représente les formes modales obtenues en fonction de l'envergure normalisée z^*. Les spectres correspondants, moyennés sur toute la surface du profil, sont représentés sur la figure 3.2.



(a) Bending (b) Twisting

FIGURE 3.1 – Formes modales du profil POM$_c$ en écoulement, $\alpha = 8°$ et $U = 3, 6, 9\ m.s^{-1}$, comparées à la théorie des poutres

On constate que les formes modales correspondant à la flexion suivent parfaitement la courbe théorique de Blevins pour une poutre [19]. De même l'angle de torsion respecte bien

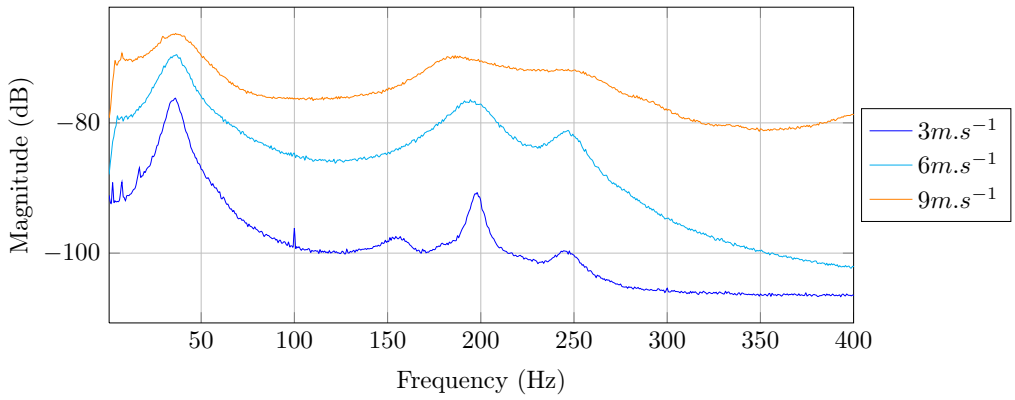


FIGURE 3.2 – Réponse vibratoire moyennée sur toute la surface du profil POM_c en écoulement, $\alpha = 8°$

la théorie jusqu'à environ 70% de l'envergure, au-delà, θ^*_{tv} s'éloigne de la courbe théorique. La dispersion des valeurs relevées près de l'extrémité libre du profil peut être due à la proximité de la paroi du tunnel. En effet, celle-ci implique non seulement une diminution de la vitesse du fait du développement de la couche limite, mais également la formation d'un tourbillon dans l'espace situé entre le profil et la paroi.

D'autre part, on remarque que la réponse vibratoire à 9 $m.s^{-1}$ est beaucoup plus étalée que pour des vitesses inférieures : le pic de torsion notamment est moins bien défini. Il y a donc un amortissement ajouté par l'écoulement (*Flow Induced Damping*)

Les profils ne sont toutefois pas déformés dans la direction de la corde. Pour autant, les déformations étant importantes pour $U = 9\ m.s^{-1}$, les mesures seront dorénavant limitées à 6 $m.s^{-1}$.

3.1.2 Comparaison des encastrements

On rappelle que deux profils en POM sont utilisés dans cette étude. En effet, un montage dit "à faible encastrement" est nécessaire pour réaliser des mesures avec la balance hydrodynamique. Il convient donc de vérifier que son comportement est similaire à celui du profil "à fort encastrement". Des mesures de vibrations ont ainsi été réalisées sur l'intégralité de la surface du POM_b ("balance") et du POM_c ("clamped") pour déterminer si les fréquences propres des deux profils sont identiques et analyser l'impact de l'encastrement de chacun sur les formes modales. La figure 3.3 montre les spectres moyennés sur toute la surface des profils pour $\alpha = 8°$ et $U = 6\ m.s^{-1}$.

On remarque que les fréquences des deux premiers modes correspondent, et leur niveau est similaire. Toutefois on perçoit des différences pour le troisième mode, dont la fréquence du profil à faible à encastrement est inférieure d'environ 6% par rapport au profil POM_c.

De plus, on observe sur tous les spectres correspondant aux mesures sur le profil POM_b à 5 et 6 $m.s^{-1}$ (représentés en annexe C) un pic à f $\simeq$ 16 Hz. Celui-ci est particulièrement fort pour $U = 5\ m.s^{-1}$: 16 Hz correspond en effet à la fréquence de rotation du moteur du tunnel pour atteindre cette vitesse d'écoulement. On suppose donc que la rotation du tunnel contribue à l'amplification de ce pic.

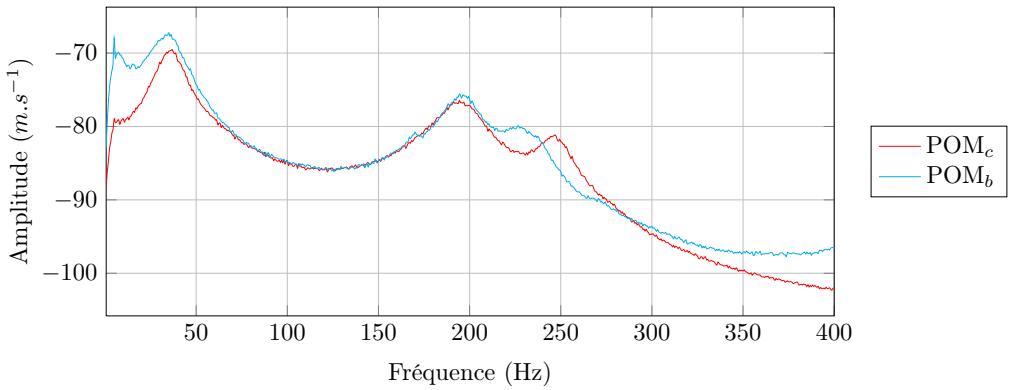
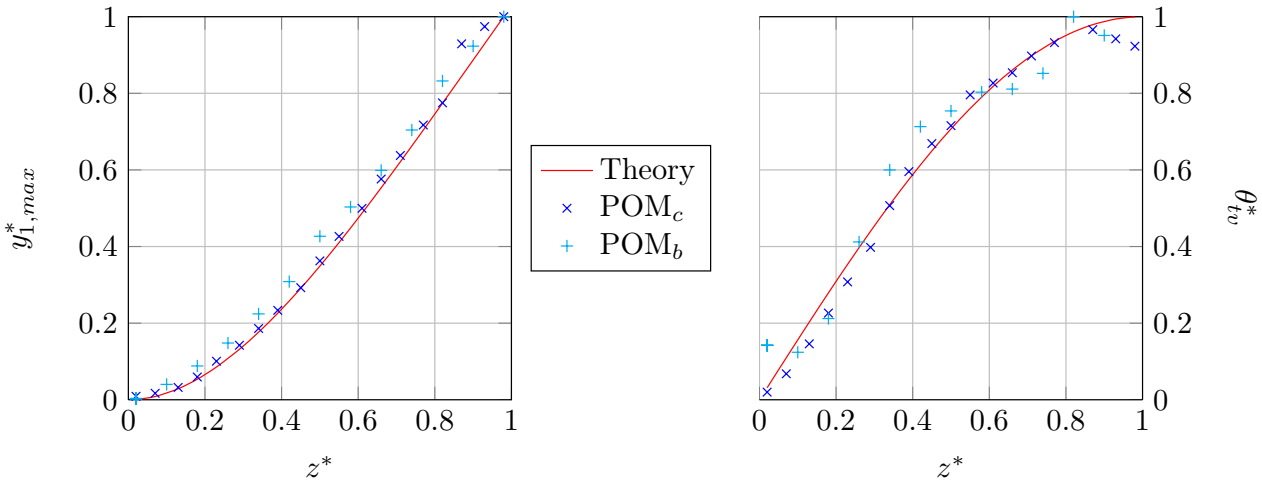


FIGURE 3.3 – Réponse vibratoire des profils POM$_c$ et POM$_b$, $\alpha = 8°$ et $U = 6\ m.s^{-1}$

D'autre part, les formes modales des deux profils pour $\alpha = 8°$ et $U = 6\ m.s^{-1}$ sont représentées sur la figure 3.4. On note que la forme du mode de flexion du profil à faible encastrement suit bien la courbe théorique. L'angle de torsion θ^*_{tv} semble plus important près de l'encastrement mais la tendance de la courbe théorique est également respectée. On observe encore une fois que les valeurs de θ^*_{tv} sont à peu près constantes, voire décroissent, à l'extrémité du profil, du fait de la proximité de la paroi.



(a) Bending (b) Twisting

FIGURE 3.4 – Formes modales des profils POM$_c$ et POM$_b$ en écoulement, $\alpha = 8°$ et $U = 6$ $m.s^{-1}$, comparées à la théorie des poutres

Le comportement des deux profils est donc similaire, dans la suite on pourra considérer que les résultats obtenus sur l'un sont applicables au second.

3.2 Évolution du comportement des profils à incidence croissante

3.2.1 Chargement hydrodynamique des profils

Efforts subis par un profil en acier inoxydable

Dans un premier temps, le chargement hydrodynamique du profil rigide a été évalué par des mesures à incidence fixe avec un écoulement à 5 $m.s^{-1}$. La plage d'angle étudiée est comprise entre $-20°$ et $20°$, avec un pas $\Delta\alpha$ variable entre 1° et 2° selon les intervalles. Les mesures étaient réalisées pour un angle α croissant puis décroissant. On rappelle que, pour les mesures à incidence fixe, les données des jauges de contraintes de la balance sont enregistrées pendant dix secondes à une fréquence $f_{acq} = 1000\ Hz$, puis la valeur moyenne de cet enregistrement est calculée, ainsi que son écart-type. D'autre part, pendant sa thèse à l'IRENav, Jean-Baptiste Marchand a également réalisé des mesures sur le profil en acier inoxydable sans rugosités. Ces résultats sont présentés à titre de comparaison sur les figures 3.5, 3.6 et 3.8.

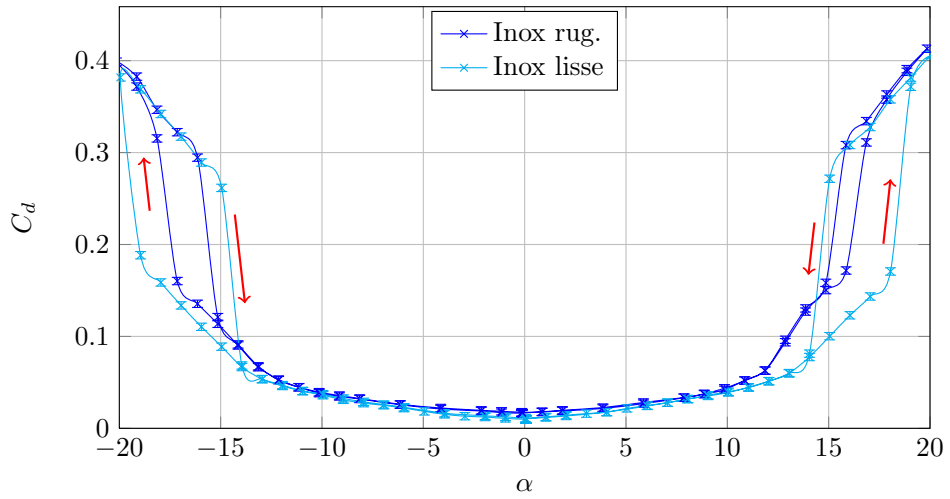


FIGURE 3.5 – Coefficient de traînée C_d expérimental du profil en acier inoxydable, avec et sans rugosités de bord d'attaque (par J.B. Marchand), en fonction de l'incidence α à $U = 5$ $m.s^{-1}$. Les barres d'erreur correspondent à l'incertitude sur les mesures, les flèches indiquent le sens de parcours de la boucle d'hystérésis

Au-delà de 13°, on observe une dissymétrie de la traînée du profil avec rugosités (Figure 3.5). Celle-ci pourrait s'expliquer par des effets de bord ou des effets 3D. L'asymétrie s'accentue au niveau du décrochage, qui apparait aux alentours de $-18°$ ou 17° pour le profil avec une bande de rugosités et se caractérise par une augmentation brutale du coefficient de traînée.

Lors du retour à l'origine, un phénomène d'hystérésis est visible : la traînée diminue d'abord lentement selon la même tendance qu'avant le décrochage, puis chute vers 15°. On note que le décrochage apparaît et disparaît plus tard lorsqu'il n'y a pas de rugosités de bord d'attaque, ce qui correspond à un cycle d'hystérésis plus large, soit une dissipation d'énergie

plus importante. Dans l'intervalle compris entre $-12°$ et $12°$, on observe que les valeurs de traînée sont similaires pour les deux profils, bien que légèrement inférieures pour le profil lisse.

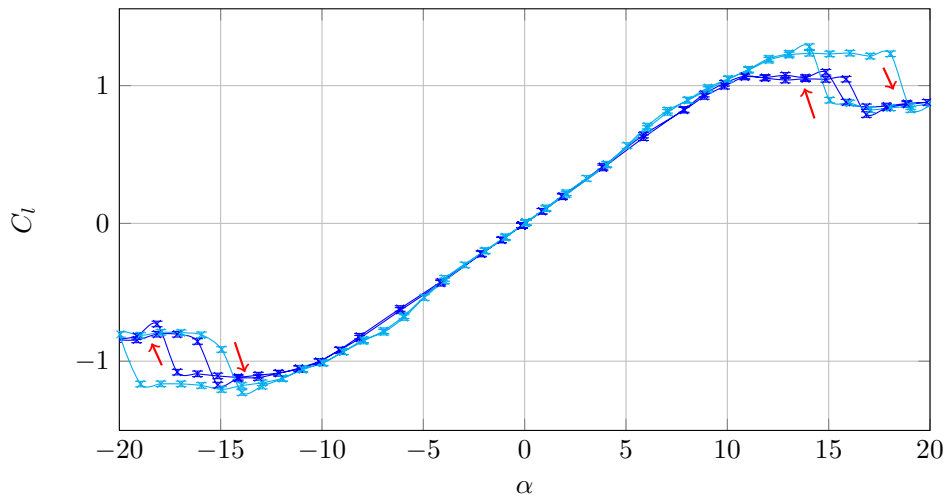


FIGURE 3.6 – Coefficient de portance C_l expérimental du profil en acier inoxydable, avec et sans rugosités de bord d'attaque (par J.B. Marchand), en fonction de l'incidence α à $U = 5$ $m.s^{-1}$. Les barres d'erreur correspondent à l'incertitude sur les mesures, les flèches indiquent le sens de parcours de la boucle d'hystérésis

Le décrochage induit au contraire une diminution des coefficients de portance et de moment. Sur le profil lisse, on observe une inflexion de la courbe de portance autour de $\pm 7°$ qui n'apparaît pas lorsqu'une bande de rugosités est présente au bord d'attaque (Figure 3.6). On note par ailleurs que la courbe du coefficient de portance du profil avec rugosités est très proche de la droite théorique $2\pi\alpha$ jusqu'à 7° (Figure 3.7). Au-delà de cette incidence, la pente de C_l diminue légèrement mais la courbe reste linéaire jusqu'à 10°, incidence à laquelle elle atteint un palier jusqu'au décrochage. La portance du profil lisse atteint également un palier mais plus tardivement, ce qui implique que la valeur du coefficient C_l est plus importante pour une plage d'incidences comprises entre 10° et 18°. Notons que la courbe de portance du profil avec bandes de rugosités montre une bonne symétrie entre $-15°$ et 15°.

Enfin, le coefficient de moment est proche de zéro entre $-10°$ et 10° (Figure 3.8). Ceci est dû au fait que le point d'application des forces est proche de 25% de longueur de corde, or il s'agit de la position de la queue du profil et donc du point de mesure des forces par la balance hydrodynamique.

On observe toutefois une augmentation lorsque le palier de portance est atteint, puis un changement du sens de variation du coefficient de moment pour $\alpha = \pm\ 12°$. Ceci implique un changement de signe de C_m, ce qui crée des efforts de torsion dans le profil. La courbe du coefficient de moment du profil lisse connait des variations plus importantes que pour le profil rugueux, notamment autour de $\alpha = \pm\ 7°$, ce qui implique que les efforts de torsion sont plus importants que dans le cadre d'un écoulement tout turbulent. Toutefois, au-delà de 12°, alors que le coefficient de moment du profil rugueux chute soudainement, la décroissance est plus faible pour le profil lisse, ce qui implique un moment plus petit pour les grandes incidences.

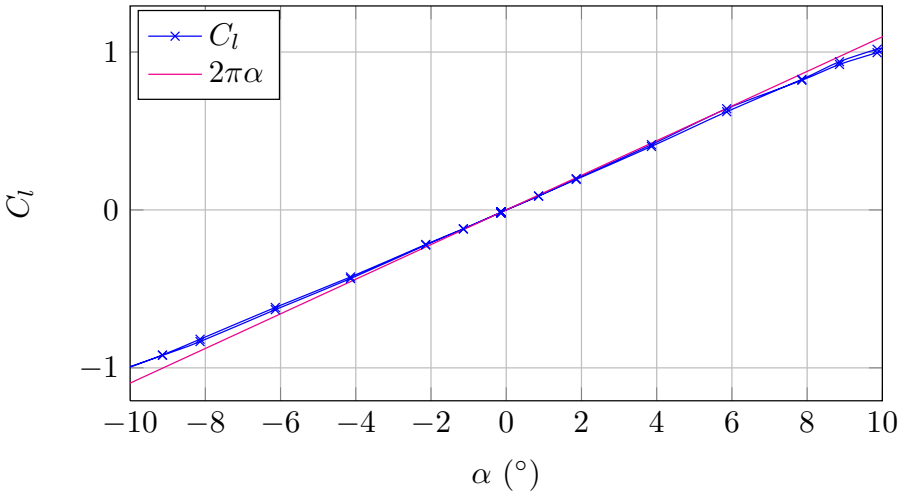


FIGURE 3.7 – Comparaison du coefficient de portance C_l du profil en acier inoxydable avec rugosités et de la droite $2\pi\alpha$

Les variations observées autour de $\pm 7°$ sur les courbes des coefficients de portance et moment du profil lisse laissent à penser qu'ils sont dus à la transition laminaire-turbulent [37].

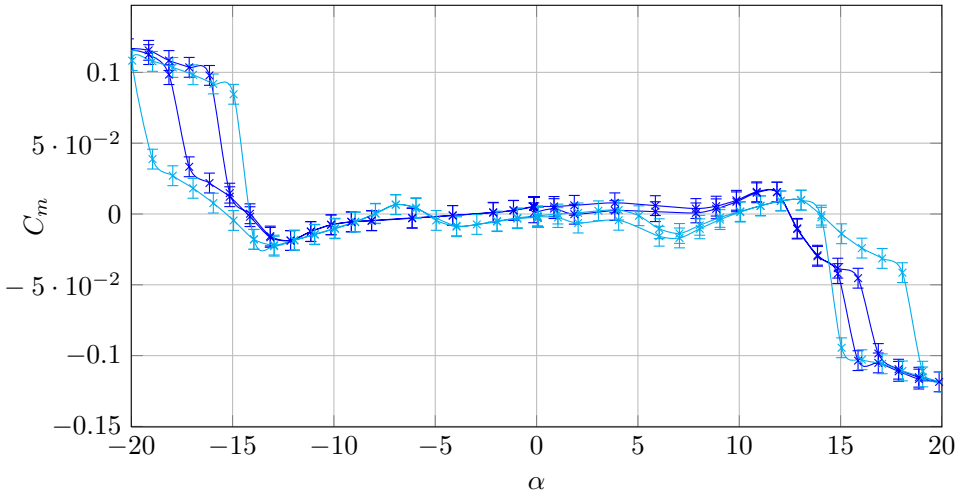


FIGURE 3.8 – Coefficient de moment C_m expérimental du profil en acier inoxydable, avec et sans rugosités de bord d'attaque (par J.B. Marchand), en fonction de l'incidence α à $U = 5$ $m.s^{-1}$. Les barres d'erreur correspondent à l'incertitude sur les mesures

Notons que des mesures ont été réalisées entre $-10°$ et $10°$ à 10 $m.s^{-1}$ avec le profil rugueux. Les résultats, présentés sur les figures 3.9 et 3.10, sont similaires à ceux obtenus pour une vitesse d'écoulement de 5 $m.s^{-1}$: le coefficient de traînée est légèrement inférieur à 10 $m.s^{-1}$, mais cette différence est incluse dans l'incertitude de la mesure.

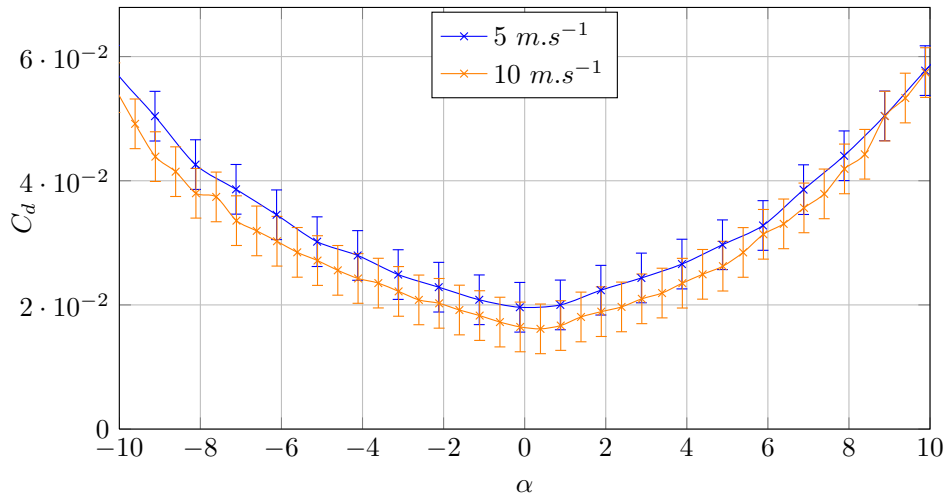


FIGURE 3.9 – Comparaison des coefficients de traînée C_d expérimentaux du profil en acier inoxydable en fonction de l'incidence α à $U = 5$ et 10 $m.s^{-1}$

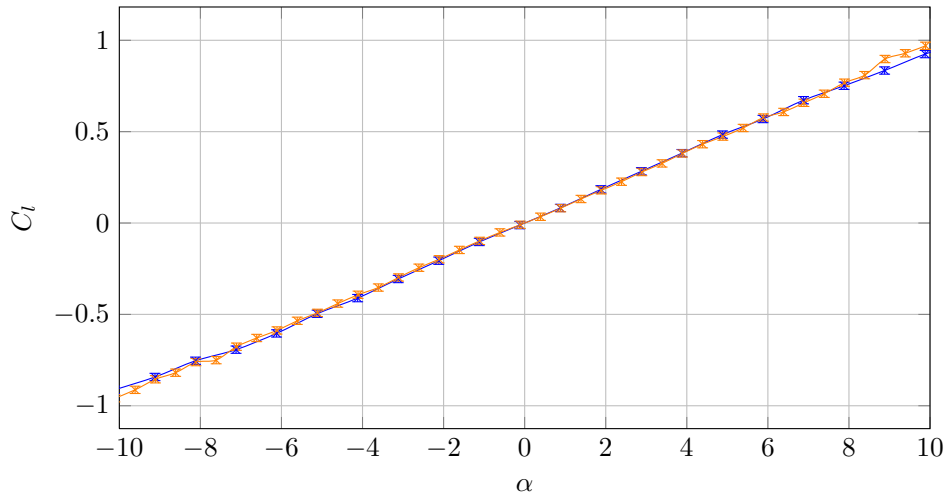


FIGURE 3.10 – Comparaison des coefficients de portance C_l expérimentaux du profil en acier inoxydable en fonction de l'incidence α à $U = 5$ et 10 $m.s^{-1}$

Efforts subis par le profil POM$_b$

Dans un second temps, le profil POM$_b$ a été mis en place dans la veine d'essai. Les déformations de celui-ci dans un écoulement à 5 $m.s^{-1}$ étant importantes, seuls les angles entre $-15°$ et $15°$ ont été testés avec un pas $\Delta\alpha = 0.5°$. En effet, les dimensions de la veine d'essai impliquent une limitation de l'incidence du profil sous peine de voir l'influence des effets de bords sur le chargement devenir trop importants. La mesure a été réalisée avec une incidence croissante, puis décroissante. Les résultats sont présentés sur les figures 3.11, 3.12 et 3.13.

Les mesures réalisées n'ont pas permis d'atteindre le décrochage. Toutefois on observe sur la figure 3.12 que le palier de portance semble être atteint à partir de $\alpha = \pm 13.5°$, ce qui laisse penser que le décrochage pourrait apparaître pour une incidence proche de $\alpha = \pm 18°$.

Les courbes de traînée et portance montrent une bonne symétrie. On observe une inflexion

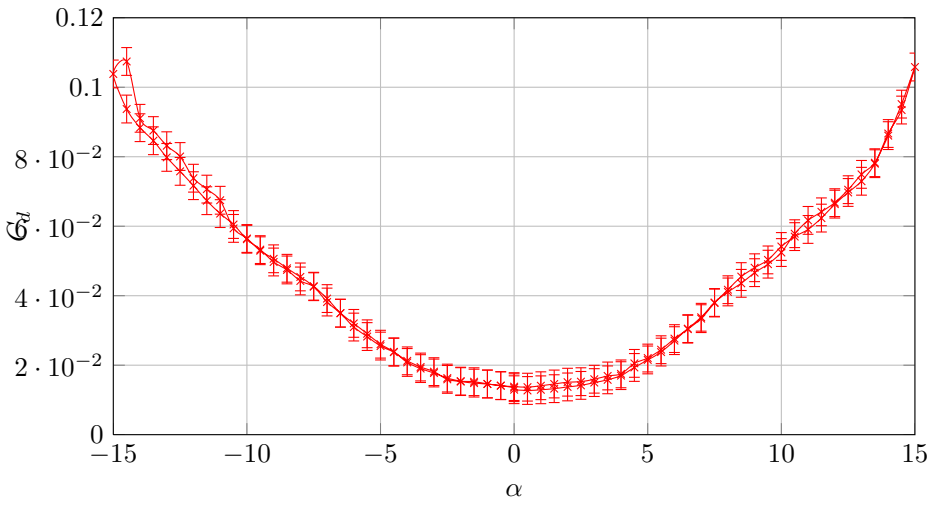


FIGURE 3.11 – Coefficient de traînée C_d expérimental du profil POM$_b$ en fonction de l'incidence α avec $U = 5\ m.s^{-1}$. Les barres d'erreur correspondent à l'incertitude sur les mesures

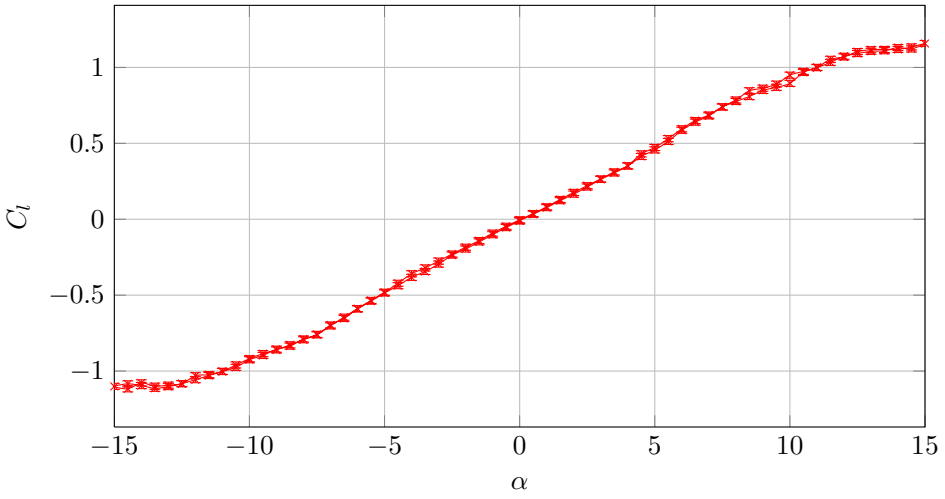


FIGURE 3.12 – Coefficient de portance C_l expérimental du profil POM$_b$ en fonction de l'incidence α avec $U = 5\ m.s^{-1}$. Les barres d'erreur correspondent à l'incertitude sur les mesures

sur les courbes de traînée et de portance du profil en POM autour de $\pm 7°$. Ceci indique qu'une transition laminaire-turbulent se met en place autour du profil, la rugosité naturelle du profil n'est donc pas suffisante pour déclencher la turbulence.

Le moment mesuré est quasiment nul sur toute la plage d'angles testée (Figure 3.13) : l'incertitude relative minimale vaut 1,36. D'autre part, il subi de nombreux changements de sens de variation, ce qui implique des contraintes importantes.

Une comparaison des résultats pour les différents profils est représentée sur la figure 3.14. Pour plus de lisibilité, les courbes ne sont tracées que pour les incidences positives malgré l'asymétrie observée sur les courbes de traînée et portance du profil en acier inoxydable avec bandes de rugosités.

On note que le moment du profil en acier inoxydable avec rugosités ne change pas de signe

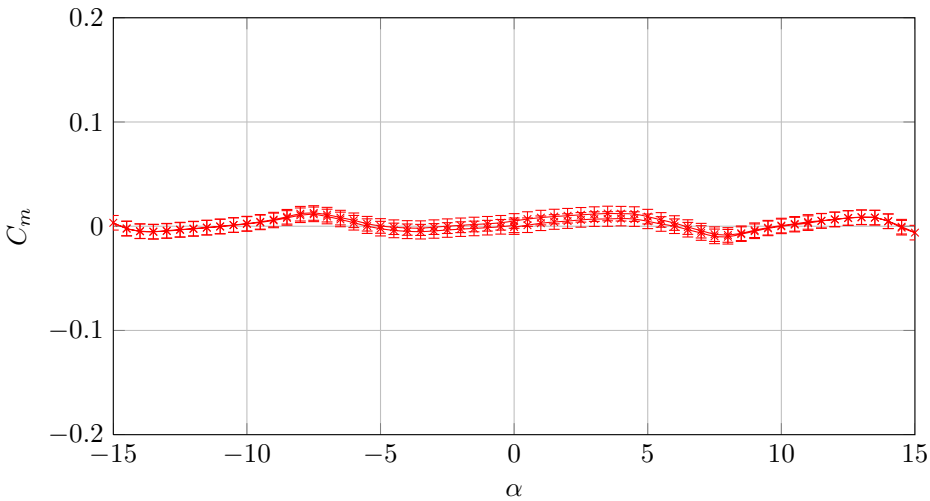


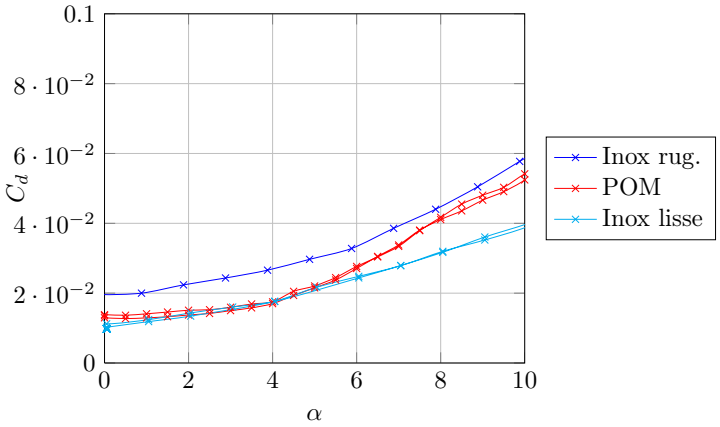
FIGURE 3.13 – Coefficient de moment C_m expérimental du profil POM$_b$ en fonction de l'incidence α avec $U = 5\ m.s^{-1}$. Les barres d'erreur correspondent à l'incertitude sur les mesures

entre $\alpha = 0°$ et $\alpha = 10°$ contrairement aux profils sans rugosités ou POM$_b$. On peut supposer que l'inversion du sens de variation de ses deux courbes pour $\alpha \simeq 7°$ est due à la transition.

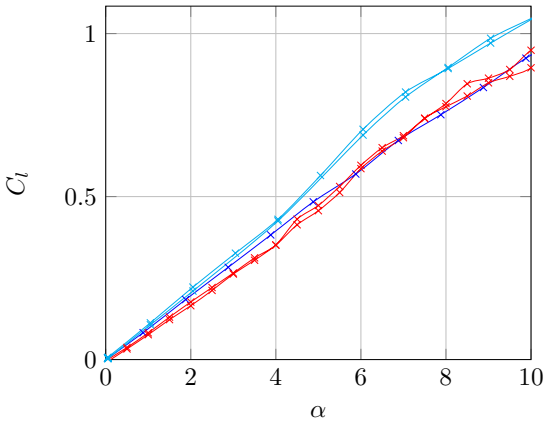
On constate que la traînée est du même ordre de grandeur pour le profil en POM que pour le profil inox sans rugosité jusqu'à 5°, puis l'inflexion observée sur le coefficient de traînée du POM augmente sa valeur qui rejoint les résultats du profil inox avec rugosités pour $\alpha = 8°$ (Figure 3.14(a)), ce qui va dans le sens de l'hypothèse d'une transition. D'autre part, le coefficient de portance du même ordre de grandeur pour les trois profils pour les plus petites incidences, puis augmente pour le profil lisse (Figure 3.14(b)). Ceci implique une diminution des performances du profil en POM à partir de l'incidence de transition ($\alpha = 6°$). Pour estimer cette baisse, on trace la finesse de chaque profil (Figure 3.15). Celle-ci correspond au rapport entre la portance et la traînée de la structure.

On remarque que les performances du profil en acier inoxydable sont meilleures sans rugosités, la finesse du profil lisse croît jusqu'à 6° puis reste constante jusqu'à 10° environ. Le profil avec rugosités a un comportement similaire mais la croissance est moins importante pour les petits angles d'attaque, ce qui conduit à une finesse plus faible. Enfin, la finesse du profil en POM augmente également jusqu'à 4°, puis l'augmentation de la traînée provoque une diminution importante de la finesse à partir de 6°.

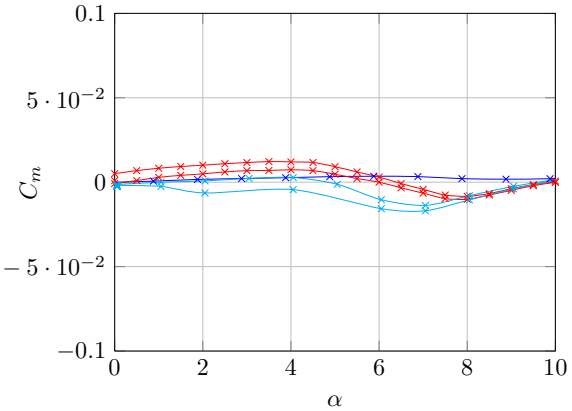
Toutefois, la précision de la balance hydrodynamique pour les mesures de traînée n'est pas suffisante pour conclure avec certitude des performances des profils.



(a) Coefficients de traînée



(b) Coefficients de portance



(c) Coefficients de moment

FIGURE 3.14 – Comparaison des coefficients expérimentaux sur les profils en acier inoxydable, avec et sans rugosités, et sur le profil POM_b

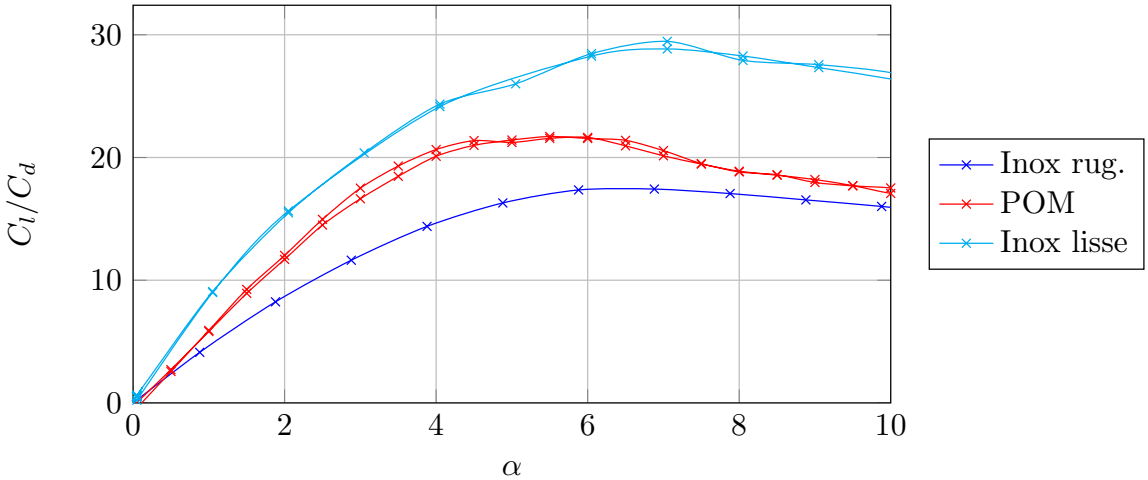


FIGURE 3.15 – Comparaison de la finesse en fonction de l'incidence pour chaque profil

3.2.2 Champs de vitesse

Afin de qualifier l'écoulement autour des profils, des mesures de champs de vitesse par PIV ont été réalisées sur les profils en acier inoxydable sans rugosités et en POM avec encastrement fort. Ceux-ci vont nous permettre d'observer l'influence de la déformation sur le sillage des profils.

Pour ces mesures, la vitesse de l'écoulement était réglée à 5 $m.s^{-1}$ et l'angle d'attaque du profil variait de $-20°$ à $20°$ avec un pas $\Delta\alpha = 2°$. Un exemple de champ de vitesse autour du profil POM$_c$ est représenté sur la figure 3.16.

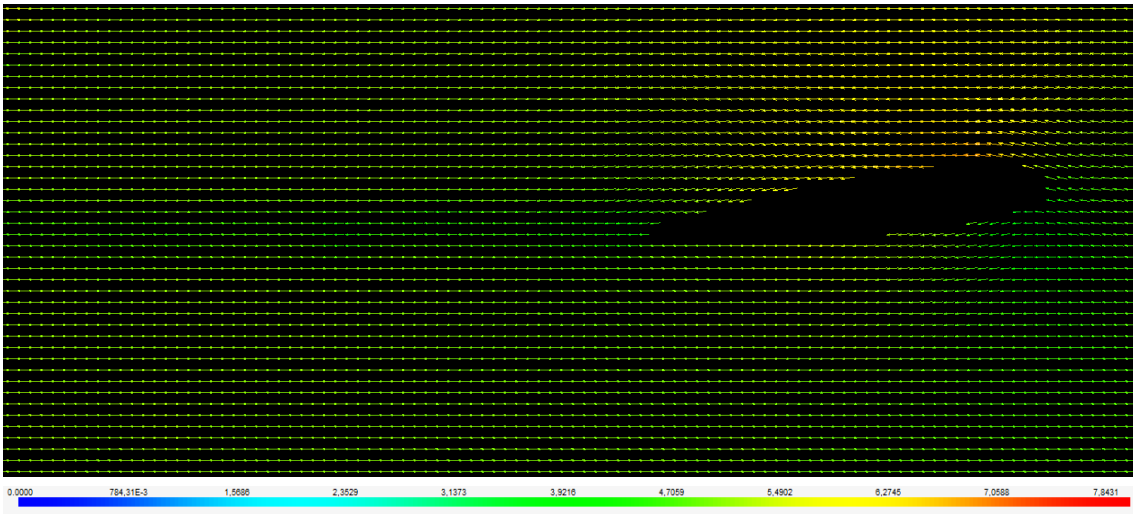


FIGURE 3.16 – Extrait du champ de vitesse autour du profil POM$_c$ ($\alpha = 6°$)

Par ailleurs, la déformation du profil tendant à augmenter l'incidence effective, on s'attend donc à voir un développement de l'allée de von Kàrmàn se produire plus tôt sur le profil en POM. Toutefois, du fait des rugosités placées sur le profil rigide, les premiers tourbillons de bord de fuite apparaissent pour $\alpha = 12°$ sur l'inox contre $\alpha = 14°$ pour le POM$_c$ (Figure 3.17).

On souhaite comparer les déficits de vitesse en aval des deux profils afin de déterminer si l'on retrouve les écarts observés sur la traînée. En effet, la traînée totale est la somme de plusieurs forces :

- la traînée de forme, dépendant de la géométrie de la structure, qui est faible pour une aile profilée
- la traînée de frottement, ou traînée visqueuse
- la traînée induite par la portance, causée par les tourbillons en bout d'aile

Une expression du coefficient de traînée peut être donnée en se basant sur le théorème des quantités de mouvement sous certaines hypothèses, en considérant les conditions d'entrée et de sortie :

$$C_d = 2\left[\int_{y_{min}/c}^{y_{max}/c}\left(\frac{u_{inlet}(y)}{U_0}\right)^2\frac{dy}{c} - \int_{y_{min}/c}^{y_{max}/c}\left(\frac{u_{outlet}(y)}{U_0}\right)^2\frac{dy}{c}\right] \tag{3.2}$$

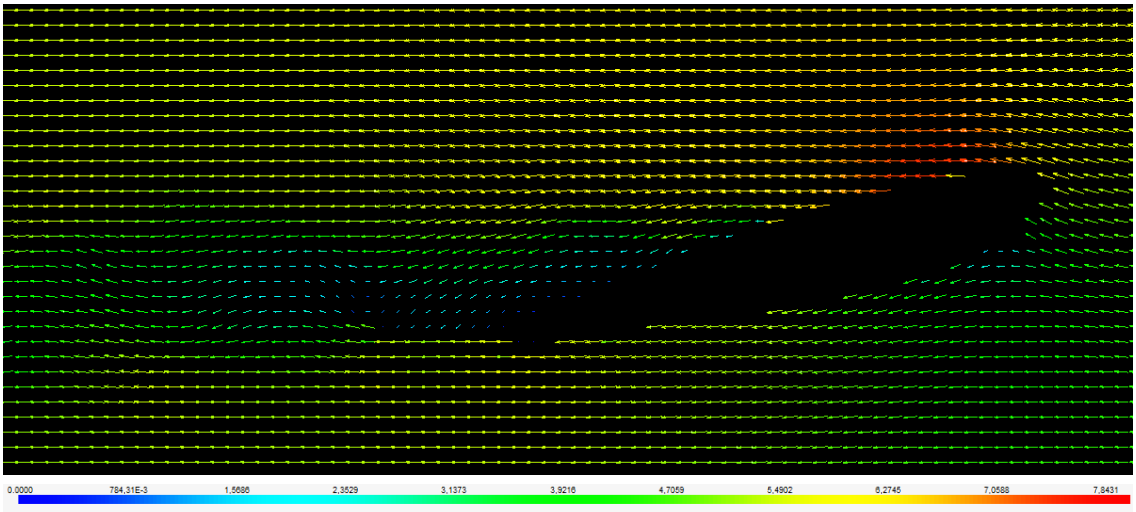


FIGURE 3.17 – Extrait du champ de vitesse autour du profil POM_c ($\alpha = 14°$)

Deux profils de vitesse ont donc été extraits du champ PIV en amont et en aval de la pale selon les coordonnées précisées sur la figure 2.22 (*Inlet* et *Outlet*). On note u^* la vitesse normalisée par U_0, vitesse moyenne mesurée en amont du profil. Les deux profils sont représentés pour plusieurs angles sur les figures 3.20 et 3.21. L'axe vertical est défini tel que le centre de rotation du profil a une ordonnée nulle, il est adimensionnalisé par la corde c des profils.

On constate en amont un léger écart entre les profils extraits des champs de vitesse de l'inox et ceux du POM (Figure 3.20), probablement dû à une différence de réglage des conditions d'écoulement entre les mesures. Les tendances dessinées en amont des deux profils sont comparables et se rapprochent lorsque la vitesse augmente : pour $\alpha = 20°$, elles sont identiques à un offset près (de l'ordre de 2% de U_0).

Toutefois, les profils mesurés dans le sillage des foils montrent que ces différences n'ont pas d'impact sur le sillage. On retrouve un léger décalage entre l'inox et le POM, qui diminue lorsque l'angle d'attaque augmente. On note en revanche un élargissement des sillages avec l'incidence, indiquant une augmentation de la traînée visqueuse.

La figure 3.18 représente les valeurs de u^{*2} (Équation 3.2) pour les profils en acier inoxydable et en POM, avec $\alpha = 8°$. Les limites de l'intégrale sont définies par les limites du sillage. On constate que le sillage est plus large pour le profil en POM, tandis que le déficit de vitesse est un peu moins important que pour le profil inox. Ceci indique une traînée visqueuse plus grande pour le profil flexible.

La même analyse est effectuée pour les différents angles, les résultats sont représentés sur la figure 3.19. On note que la traînée issue de l'équation 3.2 est quasiment constante jusqu'à 10° puis augmente à partir de $\alpha = 12°$. On observe que les valeurs sont plus faibles que la traînée mesurée par la balance hydrodynamique, les différences observées peuvent s'expliquer par des effets 3D.

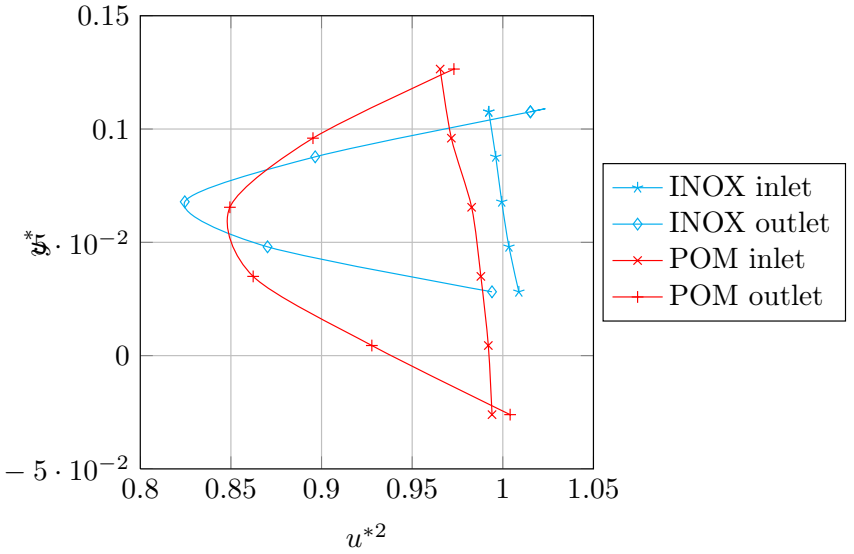


FIGURE 3.18 – Comparaison de l'intégrande de C_d des profils pour $\alpha = 8°$ (Équation 3.2)

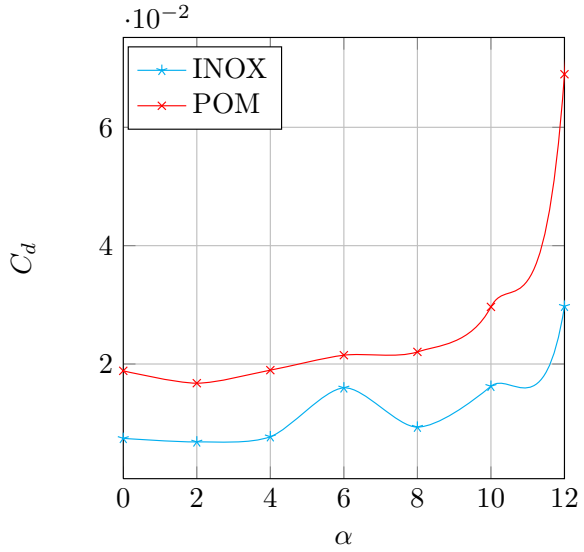
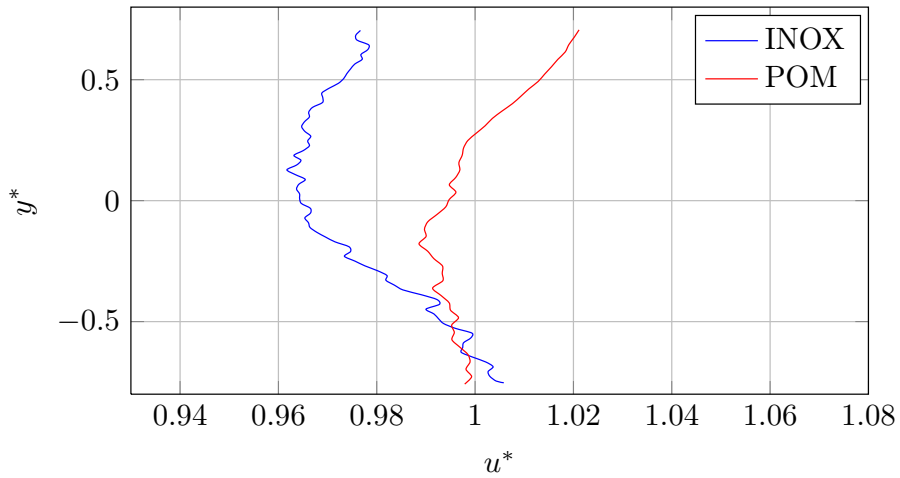
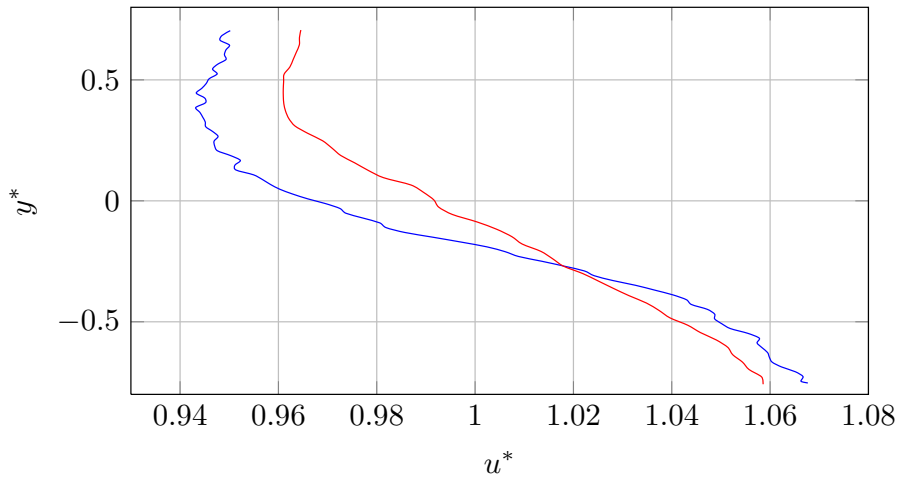


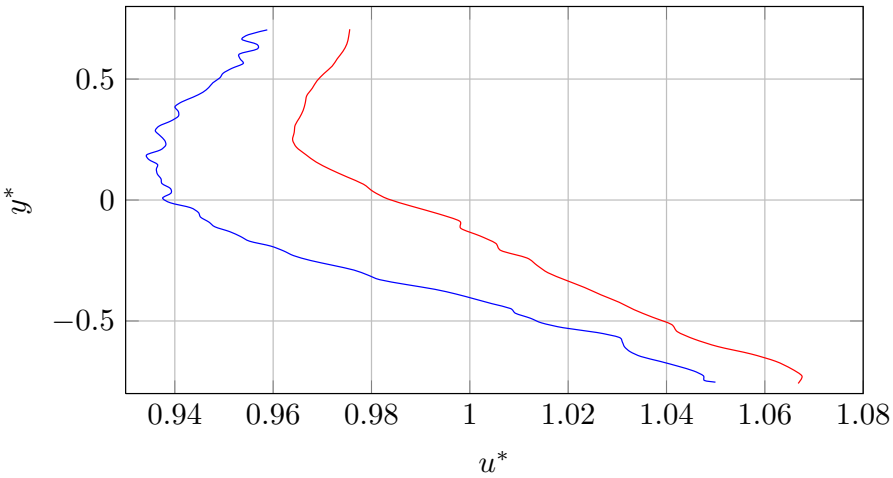
FIGURE 3.19 – Comparaison des coefficients de traînée (Équation 3.2) des profils en fonction de l'incidence



(a) 2°

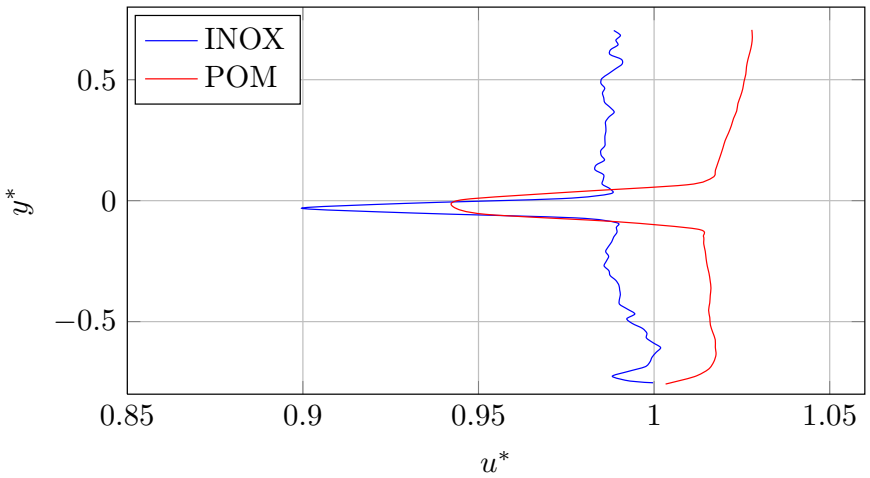


(b) 8°

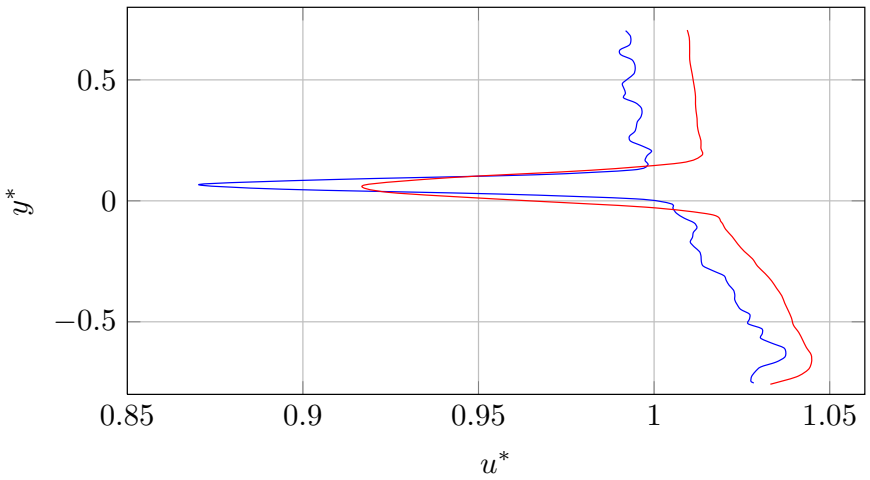


(c) 20°

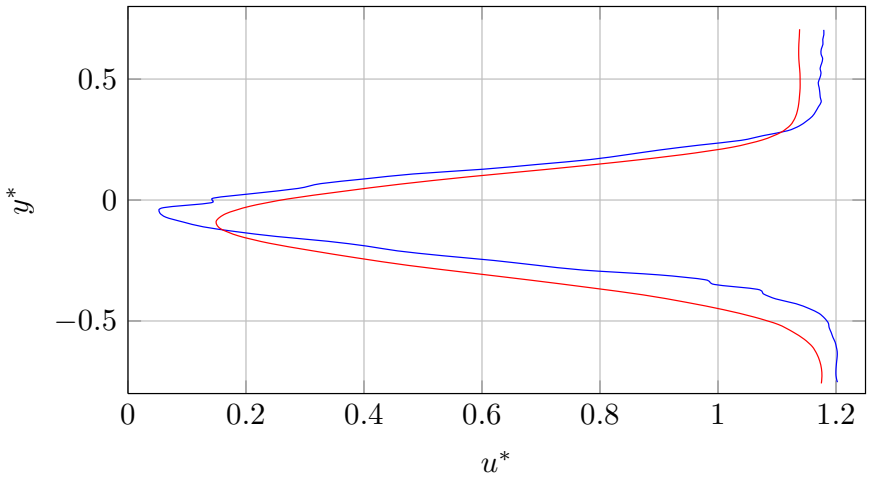
FIGURE 3.20 – Profil de vitesse normalisée en amont des profils en acier inoxydable et en POM (*Inlet*)



(a) 2°



(b) 8°



(c) 20°

FIGURE 3.21 – Profil de vitesse normalisée en aval des profils en acier inoxydable et en POM (*Outlet*)

3.2.3 Mesures des déformées statiques

Les déformées statiques du profil POM_b ont été mesurées par le biais d'un télémètre laser : la position du profil était mesurée sur neuf sections équi-réparties sur l'envergure du profil (Figure 2.17(b)), puis les données avec et sans écoulement ont été comparées afin de déterminer les déformations dues à l'écoulement. Les mesures ont été réalisées pour une vitesse d'écoulement variant de 3 à 6 $m.s^{-1}$, et une incidence variant de 2° à 10° par pas de 2°. Notons qu'un décalage est survenu lors des mesures à 10°, supprimant la dernière section. L'intégralité des courbes correspondantes sont représentées en annexe C.

Les figures 3.22 et 3.23 représentent respectivement la torsion et la flèche statiques mesurées sur le profil avec $U = 5\ m.s^{-1}$.

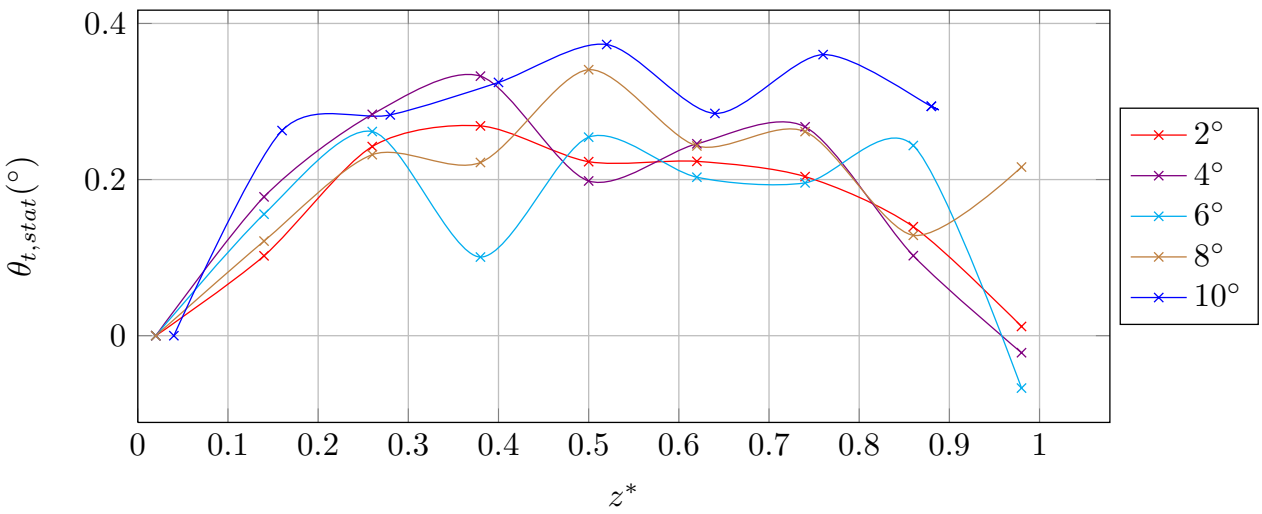


FIGURE 3.22 – Déformées statiques (torsion) du profil POM_c en écoulement, $U = 5\ m.s^{-1}$

L'angle de torsion est positif, il tend donc à augmenter l'incidence effective du profil. Il croît avec l'incidence bien que les valeurs de θ_{tv} restent faibles, conformément à la théorie des poutres. En effet, l'angle de torsion dépend du moment appliqué sur la structure. Or le moment mesuré sur le profil est petit pour $\alpha = 8°$ (Chapitre 3.2.1).

On note une croissance linéaire sur 15 à 40% de l'envergure, puis l'angle de torsion reste à peu près constant. Á proximité de l'extrémité du profil, θ_{tv} tend à décroître, voire devient négatif. Ceci pourrait être le même phénomène observé sur les formes modales et lié à la paroi de la veine d'essai.

On observe que la flèche croît avec l'envergure, ce qui concorde avec le comportement d'une poutre encastrée-libre. Les valeurs près de la base du profil sont proches de zéro, un offset intervient toutefois, probablement dû à l'encastrement du profil. La dérivée de la déformation vaut zéro également du fait de l'encastrement. De plus, la flèche maximale s'amplifie avec l'incidence du profil, compte tenu de l'augmentation de la portance avec α.

On peut comparer les flèches mesurées expérimentalement avec $U = 5\ m.s^{-1}$ à la courbe obtenue par la théorie des poutres en considérant un effort uniformément réparti sur l'enver-

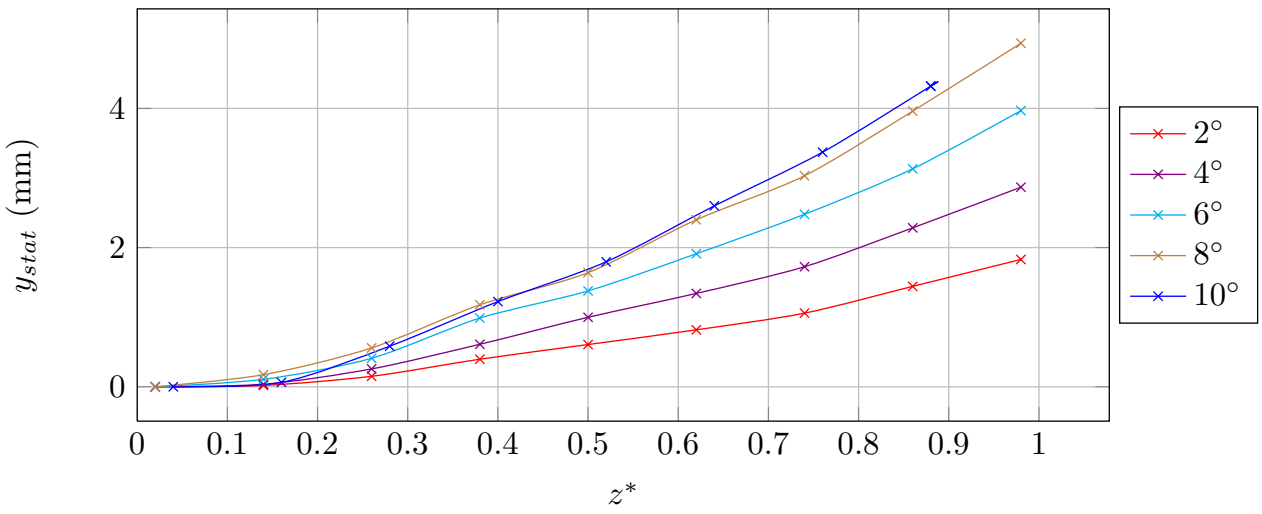


FIGURE 3.23 – Déformées statiques (flèche) du profil POM$_c$ en écoulement, $U = 5\ m.s^{-1}$

gure. La flèche d'une poutre soumise à une charge linéique f_l est définie par :

$$y_{th}(z) \;=\; \frac{f_l}{2EI_x} z^2 \left(\frac{z^2}{12} - \frac{zs}{3} + \frac{s^2}{2} \right) \tag{3.3}$$

avec s l'envergure de la poutre.

La figure 3.25 représente la comparaison des valeurs théoriques et expérimentales. L'effort utilisé ici est issu des mesures de chargement réalisées avec la balance hydrodynamique et décrites au paragraphe 3.2.1.

La déformée expérimentale est 2 à 3,5 fois plus importante que les prévisions, la différence diminue avec l'augmentation de l'incidence. Toutefois, on note qu'en normalisant les courbes en les divisant par les valeurs calculées ou estimées pour $z^* = 1$, la tendance est identique pour les mesures expérimentales et les données théoriques (Figure 3.24).

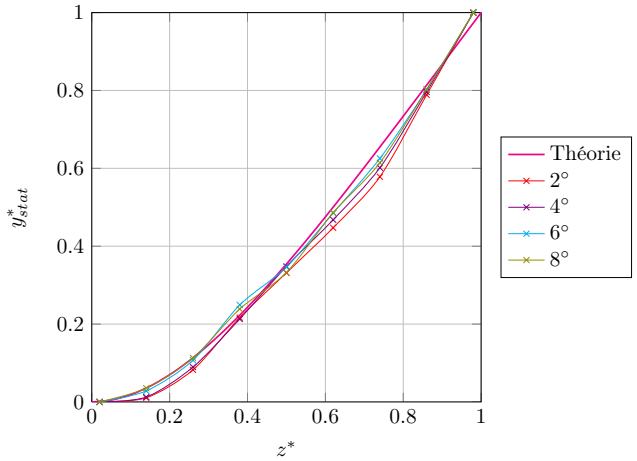


FIGURE 3.24 – Comparaison des flèches adimensionnées expérimentales et théoriques, obtenues pour une poutre soumise à un effort uniformément réparti, $U = 5\ m.s^{-1}$

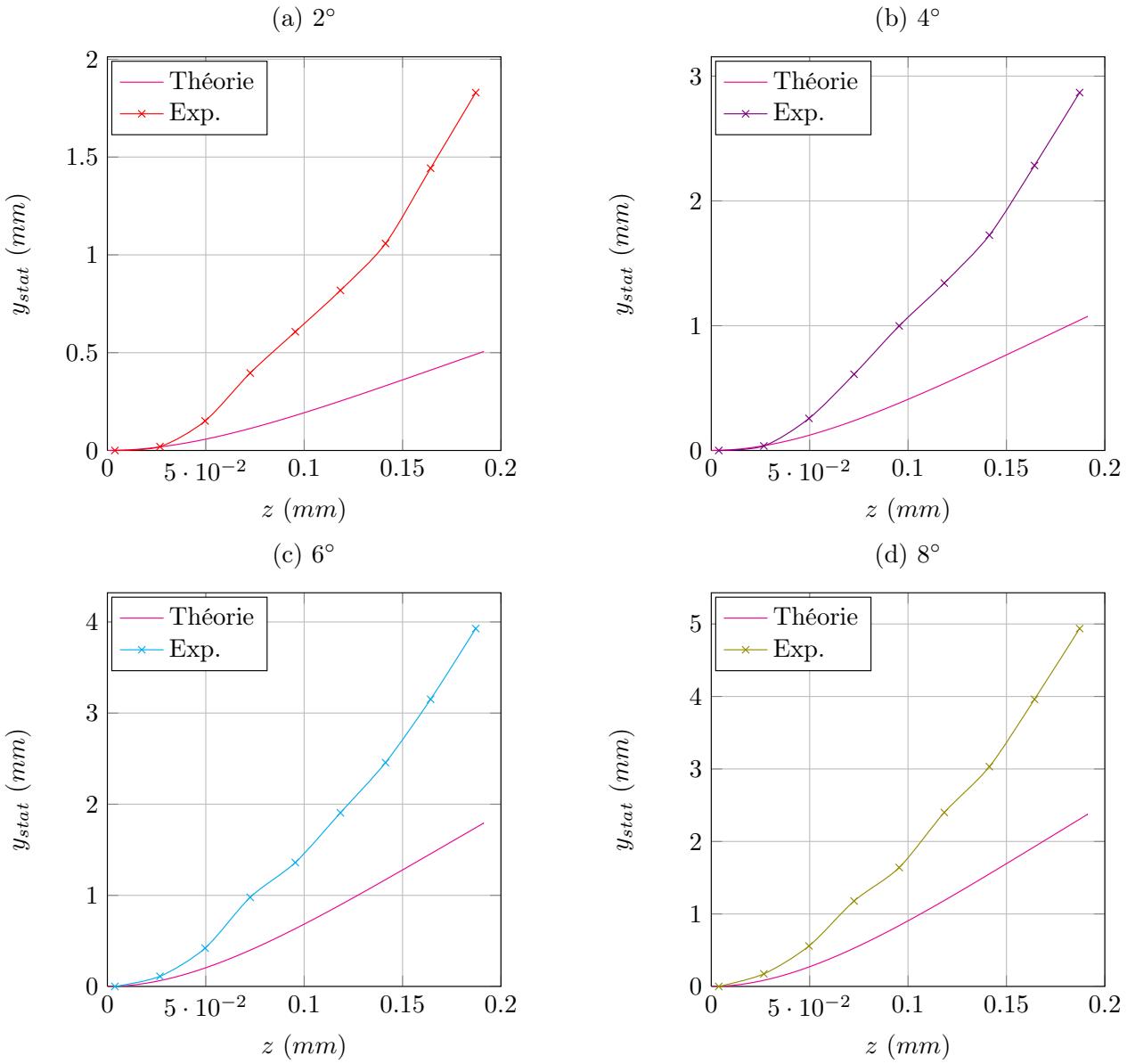


FIGURE 3.25 – Comparaison de la flèche du profil POM_c en écoulement et de la flèche théorique obtenue pour une poutre soumise à un effort uniformément réparti, $U = 5\ m.s^{-1}$

3.2.4 Mesure des contraintes du profil POM$_c$

En parallèle des mesures de chargement réalisées avec la balance hydrodynamique, des mesures de contraintes ont été mises en place pour le profil POM$_c$. On rappelle que trois jauges de contraintes sont fixées près de la base du profil. Les axes de ces trois jauges sont représentés sur la figure 2.14. Ces mesures ont été réalisées pour des incidences variant de $-10°$ à $10°$, avec un pas $\Delta\alpha = 0.5°$. La plage d'angle étudiée n'a pas pu être étendue au-delà du fait des vibrations du profil trop importantes, qui rendaient les données des jauges illisibles. Les valeurs présentées sur la figure 3.26 sont les déformations moyennes obtenues sur des enregistrements de dix secondes avec une fréquence d'acquisition $f_{acq} = 1200\ Hz$.

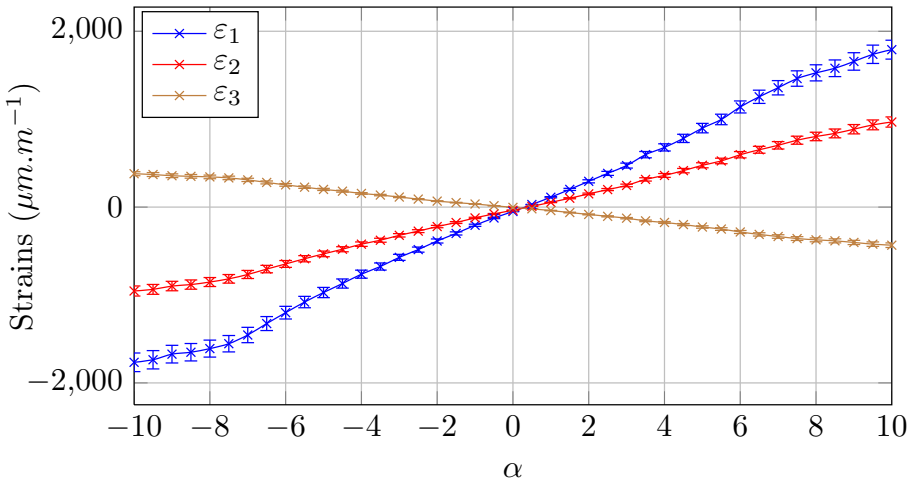


FIGURE 3.26 – Déformations ε_i mesurées sur le profil POM$_c$

On note que les déformations sont symétriques. En effet, les contraintes mesurées de part et d'autre d'une poutre en flexion se compensent. Or le profil est symétrique et les jauges sont placées près de la surface du profil, les valeurs relevées pour α et -α doivent donc se compenser.

Le comportement du profil s'apparente bien à celui d'une poutre encastrée-libre : la déformation la plus importante est ε_1, qui correspond à la déformation dans la direction de l'envergure (en bleu sur la figure 3.26). Ceci concorde avec les déformée statiques obtenues grâce au télémètre laser. Le comportement du profil est essentiellement dû aux forces hydrodynamiques, en particulier la portance. On retrouve ainsi des courbes linéaires entre $-7°$ et $7°$, puis une variation dans leur pente qui diminue légèrement du fait de la transition. ε_3, qui correspond à la direction de la corde, est de signe opposé du fait de la torsion qui tend à augmenter l'angle d'attaque du profil.

Les déformations principales sont représentées sur la figure 3.27. On note que celles-ci correspondent approximativement à ε_1 et ε_3, ce qui indique que les axes principaux du profil sont bien situés dans les directions de l'envergure et de la corde du profil. Une modification de la tendance des courbes apparaît pour $0°$, ce qui est dû à un changement de signe de l'angle θ entre l'axe de ε_1 et la direction principale de ε_I.

Les contraintes principales correspondantes sont représentées sur la figure 3.28. On note que la contribution de σ_I est largement majoritaire dans le calcul de la contrainte de von

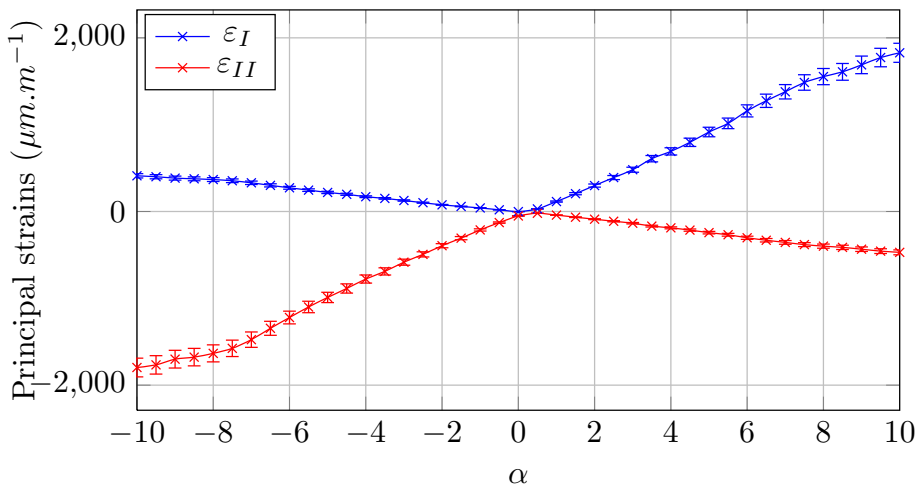


FIGURE 3.27 – Déformations principales du profil POM$_c$

Mises σ_{VM}, qui est donc essentiellement dans la direction de l'envergure. Elle est donc commandée par la portance.

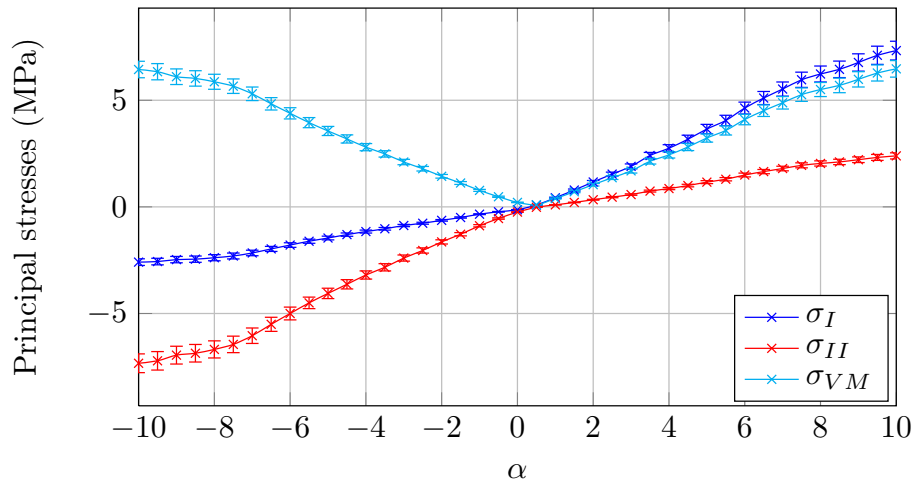


FIGURE 3.28 – Contraintes principales et contraintes de von Mises du profil POM$_c$

Nous pouvons par ailleurs tracer cette contrainte en fonction de la portance, la courbe obtenue est linéaire (Figure 3.29). On note toutefois que les contraintes sont supérieures aux valeurs attendues entre 6 et 8°, soit autour de la transition laminaire-turbulent.

Notons que la limite élastique du POM C vaut 63 MPa, les contraintes subies par le profil à 5 $m.s^{-1}$ sont donc largement dans le domaine élastique du matériau.

Transformées de Fourier des signaux temporels

La transformée de Fourier des signaux temporels de la balance ont été calculées afin de déterminer quelle fréquence domine l'évolution des efforts. La figure 3.30 représente la FFT du signal de la balance correspondant à la portance du profil en POM, avec $U = 5\ m.s^{-1}$ et $\alpha = 8°$.

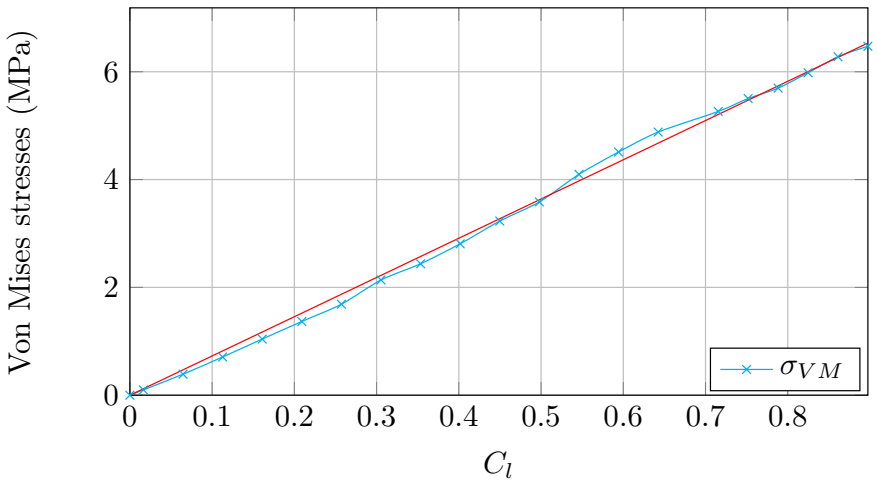


FIGURE 3.29 – Contrainte de von Mises en fonction de la portance

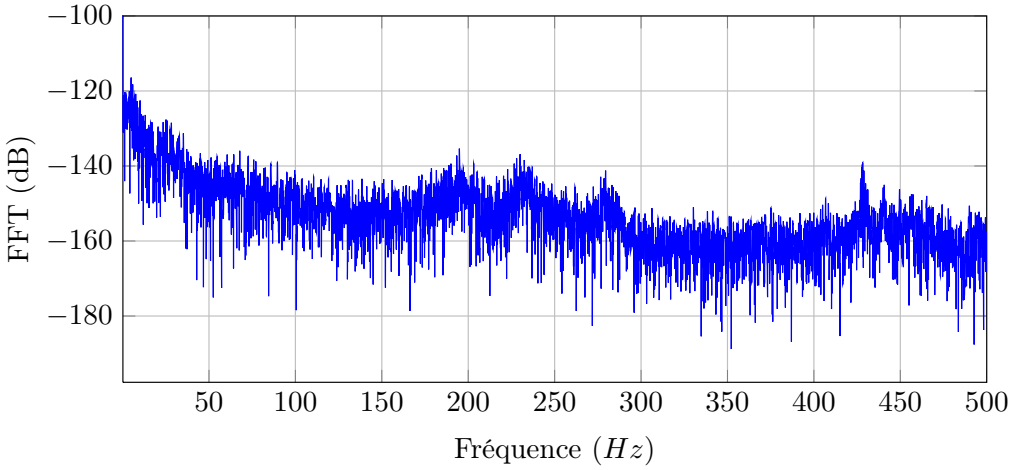


FIGURE 3.30 – FFT d'un signal de la balance du profil POM$_b$, $\alpha = 8°$ et $U = 5\ m.s^{-1}$ (Re = 5.10^5)

On note que les fréquences du mode de torsion et du troisième mode ressortent de ce spectre, tandis que la fréquence du mode de flexion est noyé dans le bruit.

Des mesures de vibration des profils ont été réalisées pour compléter ces résultats.

3.2.5 Analyse vibratoire

Profil en acier inoxydable

Dans un premier temps, le profil en acier inoxydable a été soumis a une augmentation d'incidence pour différentes vitesses d'écoulement. Les mesures ont été réalisées en deux points, de 0° à 8° avec un pas $\Delta\alpha = 2°$, pour un écoulement à 5 et 6 $m.s^{-1}$. Les valeurs des fréquences des modes de flexion et de torsion sont répertoriées dans le tableau 3.1, et leur évolution est tracée sur la figure 3.32. Elles sont issues de spectres moyennés sur une ligne proche du bord libre du profil. Les spectres correspondant sont représentés dans l'annexe D, un exemple est représenté sur la figure 3.31 pour $U = 6\ m.s^{-1}$.

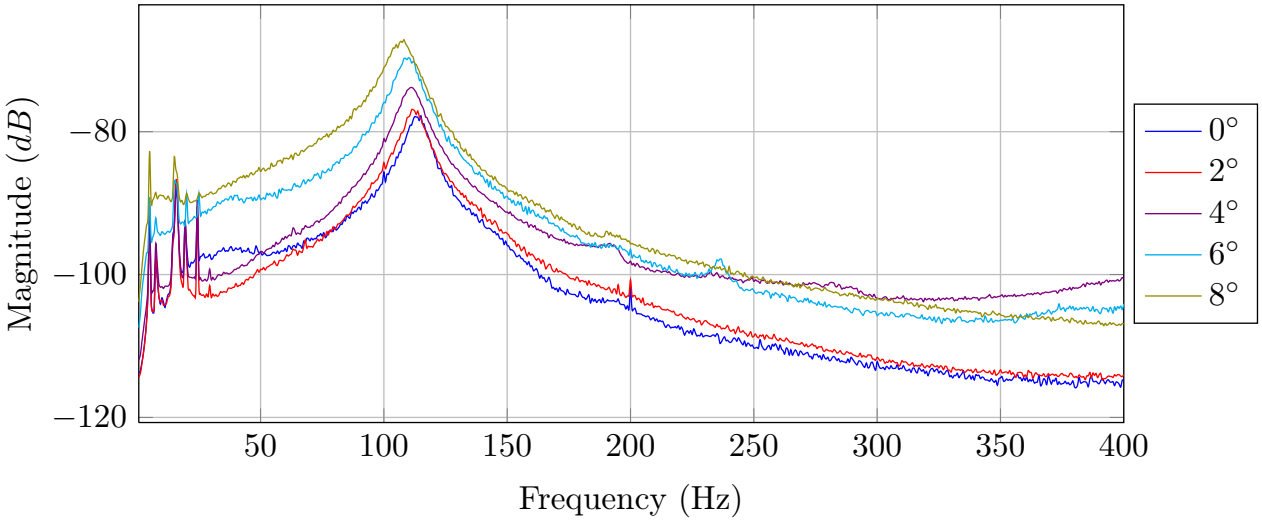


FIGURE 3.31 – Réponse vibratoire du profil inox en écoulement, $U = 6\ m.s^{-1}$

Notons qu'on observe sur tous les spectres un pic à $f \simeq 16\ Hz$ similaire à celui remarqué sur la réponse vibratoire du profil POM_b. L'amplitude de ce pic est par ailleurs plus importante pour $U = 5\ m.s^{-1}$, et est parfois supérieure à l'amplitude du pic de flexion. Or on rappelle que la vitesse de rotation du moteur du tunnel vaut 16 Hz pour une vitesse d'écoulement valant 5 $m.s^{-1}$. On peut donc supposer qu'il s'agit d'une fréquence ajoutée due à l'encastrement du profil, et qui est amplifiée lorsqu'elle correspond à la vitesse de rotation du moteur du tunnel.

	5 $m.s^{-1}$	6 $m.s^{-1}$
0°	114,4 Hz 770,6 Hz	115 Hz 772,5 Hz
2°	112,5 Hz 771,3 Hz	111,3 Hz 773,8 Hz
4°	112,5 Hz 768,8 Hz	111,3 Hz 763,8 Hz
6°	109,4 Hz 766,9 Hz	110 Hz 770 Hz
8°	108,8 Hz 766,3 Hz	108,1 Hz 761,3 Hz

TABLE 3.1 – Fréquences des deux premiers modes du profil en acier inoxydable en fonction de l'angle d'attaque et de la vitesse d'écoulement

La fréquence du mode de flexion a tendance à décroître lorsque l'incidence augmente. Cette diminution de fréquence apparaît également pour le mode de torsion à 5 $m.s^{-1}$, mais des variations importantes selon l'angle d'attaque apparaissent à 6 $m.s^{-1}$. D'autre part, les fréquences des deux modes sont similaires à celles mesurées avec le pot vibrant pour $U = 3$ $m.s^{-1}$. La masse ajoutée est alors identique à celle mesurée au paragraphe 2.10.3, puis elle augmente avec la vitesse.

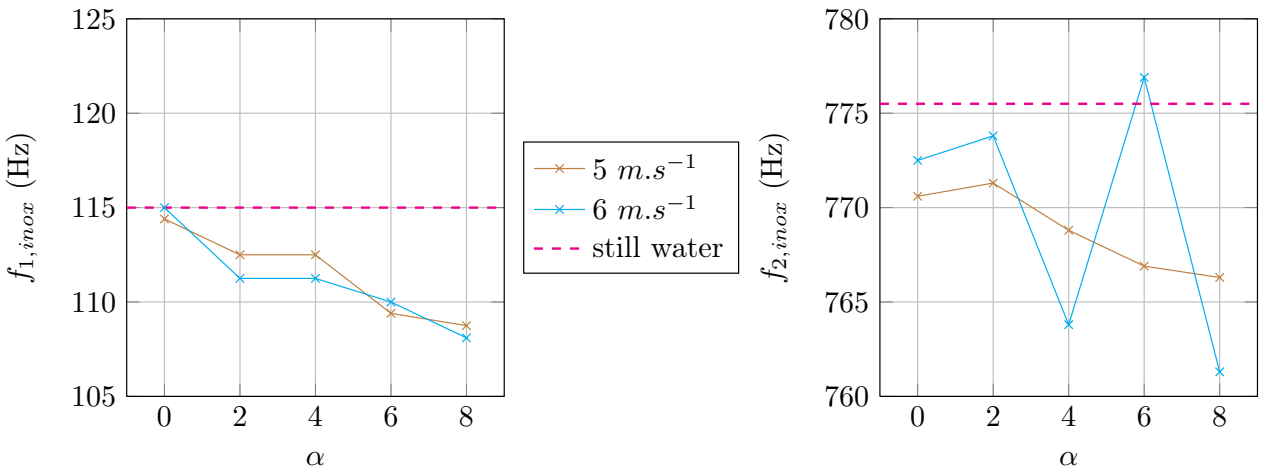


FIGURE 3.32 – Évolution des fréquences des deux premiers modes du profil en acier inoxydable en fonction de l'angle d'attaque

Profil POM$_c$

Des mesures similaires ont été réalisées sur le profil POM$_c$ avec une vitesse variant de 3 à 6 $m.s^{-1}$ par pas de 1 $m.s^{-1}$. L'intégralité des spectres correspondants aux différentes mesures sont représentés dans l'annexe D, un exemple est tracé sur la figure 3.33 pour une vitesse d'écoulement de 6 $m.s^{-1}$.

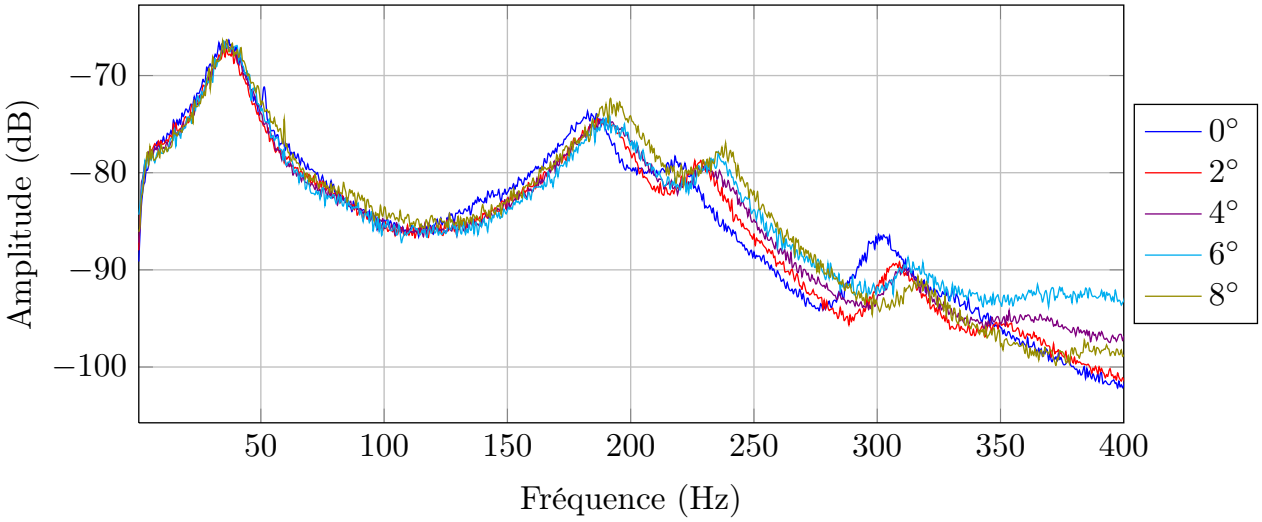


FIGURE 3.33 – Réponse vibratoire du profil POM$_c$ en écoulement, $U = 6\ m.s^{-1}$ (Re $= 6.10^5$)

On rappelle que la résolution fréquentielle expérimentale vaut $\Delta f = 0{,}625$Hz. Les spectres peuvent être présentés selon deux unités : mètres par seconde ($m.s^{-1}$) et décibels (dB). La conversion des $m.s^{-1}$ aux dB est réalisée par $20log(S)$, avec $dB_{ref} = 1\ m.s^{-1}$.

Les fréquences des deux premiers modes sont recensées dans le tableau 3.2 et leur évolution en fonction de l'incidence est représentée sur la figure 3.34.

Contrairement aux mesures réalisées sur les profils en acier inoxydable, la fréquence du

	3 $m.s^{-1}$	4 $m.s^{-1}$	5 $m.s^{-1}$	6 $m.s^{-1}$
0°	35 Hz 186 Hz	37 Hz 186,5 Hz	36 Hz 190 Hz	37 Hz 184,5 Hz
2°	36,5 Hz 186.5 Hz	37.5 Hz 187 Hz	37 Hz 186.5 Hz	37 Hz 189,5 Hz
4°	37,5 Hz 187 Hz	35,5 Hz 187,5 Hz	36,5 Hz 187 Hz	36 Hz 189 Hz
6°	37 Hz 185 Hz	36,5 Hz 189,5 Hz	37 Hz 190,5 Hz	36,5 Hz 190,5 Hz
8°	36.5 Hz 182 Hz	35,5 Hz 188,5 Hz	37 Hz 191 Hz	37 Hz 194 Hz

TABLE 3.2 – Fréquences des deux premiers modes du profil POM_c en fonction de l'angle d'attaque et de la vitesse d'écoulement

premier mode est constante lorsque l'on augmente l'incidence, tandis que la fréquence du deuxième mode croît légèrement pour les plus grandes vitesses et les plus grands angles d'attaque.

Les fréquences sont comparées sur la figure 3.34 aux fréquences obtenues avec pot vibrant, moyennées sur deux points proches du bord libre. Notons que f_1 ne varie pas par rapport à la valeur moyennée sur la surface complète du profil, tandis que f_2 est plus faible : en eau, elle vaut environ 195 Hz en scan complet, contre 185 Hz sur deux points. Les fréquences de flexion et de torsion mesurées en écoulement sont supérieures aux valeurs propres mesurées avec un pot vibrant. Ceci implique une masse ajoutée plus faible en écoulement. De plus, l'augmentation des fréquences aura pour effet de diminuer encore la masse ajoutée associée au mode de torsion.

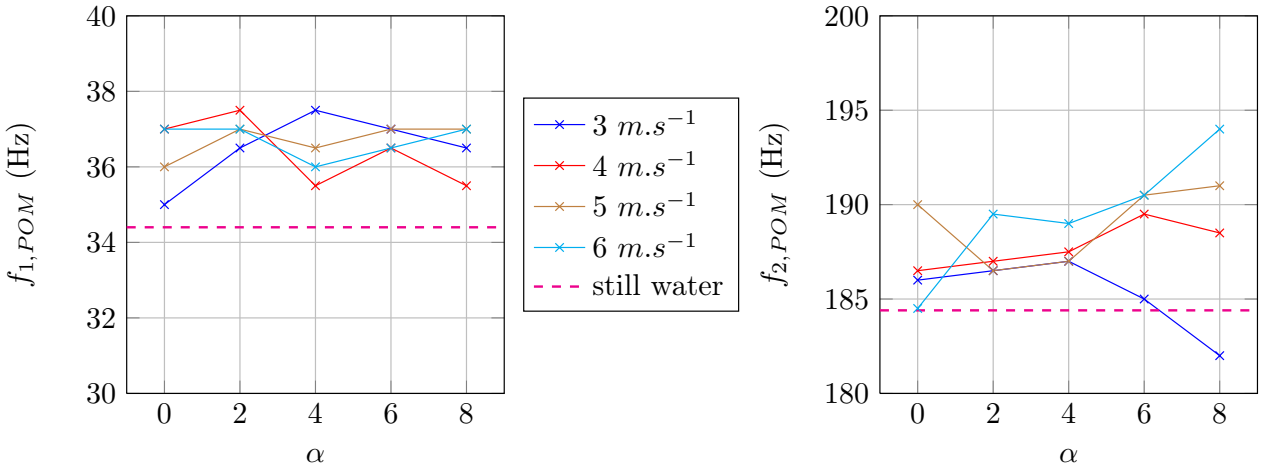


FIGURE 3.34 – Évolution des fréquences des deux premiers modes du profil POM_c en fonction de l'angle d'attaque

3.3 Évolution du comportement des profils à vitesse croissante

3.3.1 Évolution des déformées statiques

Les figures 3.35 et 3.36 représentent respectivement la torsion et la flèche statiques mesurées sur le profil avec $\alpha = 8°$.

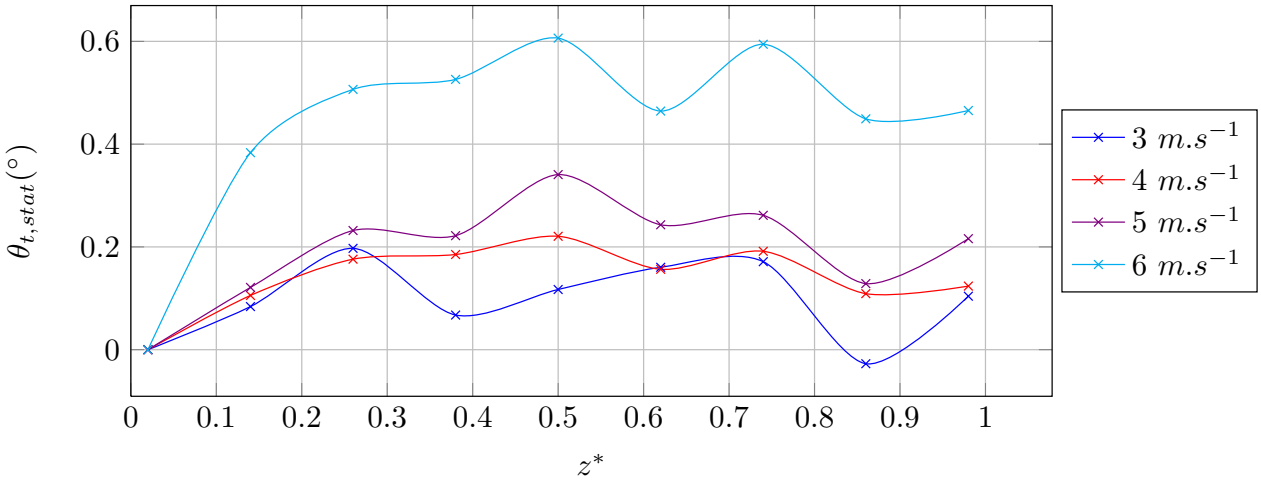


FIGURE 3.35 – Déformées statiques (torsion) du profil POM$_c$ en écoulement, $\alpha = 8°$

De nouveau, on voit que la torsion augmente linéairement près de l'encastrement puis stagne avant de diminuer près du bord libre. Cette diminution pourrait être due à la proximité de la paroi. La croissance proche de la paroi est similaire pour les plus faibles vitesses, puis elle augmente lorsque $U = 6\ m.s^{-1}$. Toutefois, les valeurs de θ_t restent faibles, conformément à la théorie des poutres.

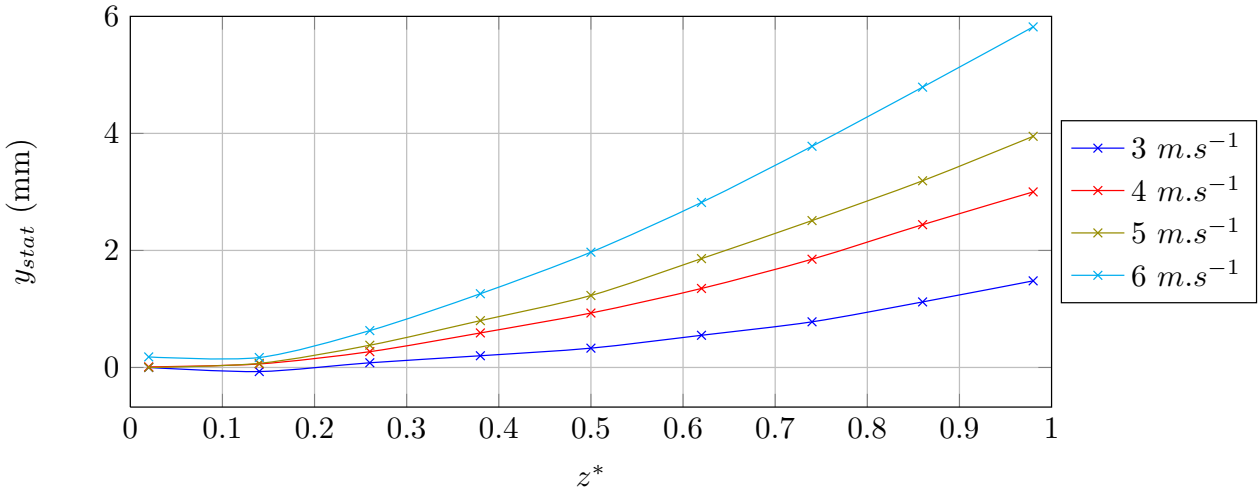


FIGURE 3.36 – Déformées statiques (flèche) du profil POM$_c$ en écoulement, $\alpha = 8°$

La flèche du profil augmente avec la vitesse. La figure 3.37 représente la comparaison des valeurs théoriques et expérimentales pour $\alpha = 8°$. La valeur théorique est obtenue à

partir des mesures de chargement réalisées avec la balance hydrodynamique et décrites au chapitre 3.2.1 : le coefficient de portance C_l est considéré constant, on peut donc en déduire le chargement pour toutes les vitesses de 3 à 6 $m.s^{-1}$. Les valeurs expérimentales sont 2 à 2,5 fois plus grandes que les valeurs issues de la théorie des poutres, mais l'écart entre les courbes expérimentales et théoriques diminue avec la vitesse.

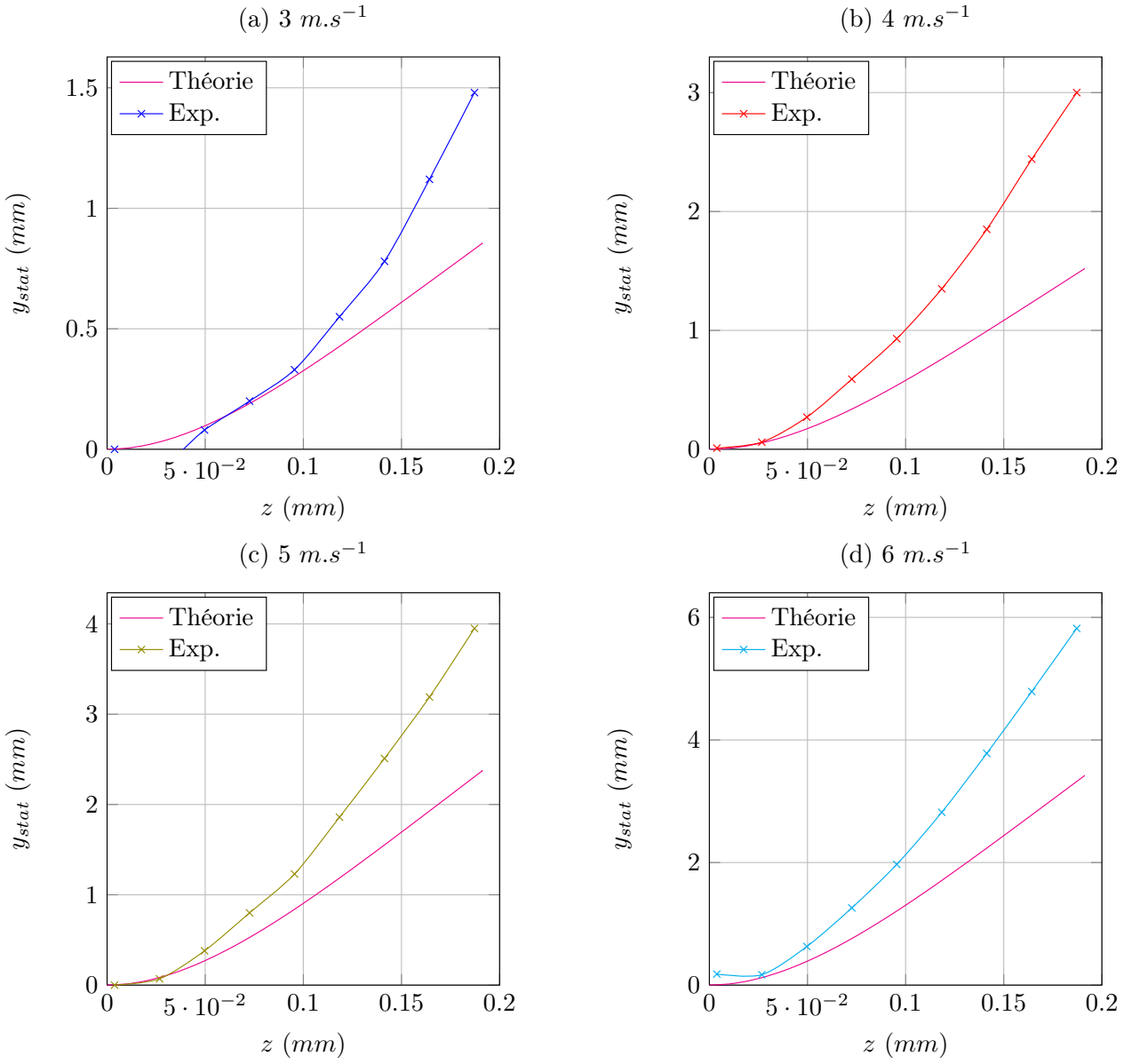


FIGURE 3.37 – Comparaison de la flèche du profil POM$_c$ en écoulement et de la flèche théorique obtenue pour une poutre soumise à un effort uniformément réparti, $\alpha = 8°$

Toutefois, on note qu'en normalisant les courbes en les divisant par les valeurs calculées ou estimées pour $z^* = 1$, la tendance est identique pour les mesures expérimentales et les données théoriques (Figure 3.38). Les valeurs expérimentales s'écartent des valeurs théoriques à partir de $z^* = 0{,}5$ mais cet écart réduit également avec la vitesse.

Par ailleurs, la portance dépendant de la vitesse au carré, on s'attend à ce que la déformation soit proportionnelle à U^2. On trace donc le rapport y_{stat}/U^2 en fonction de l'en-

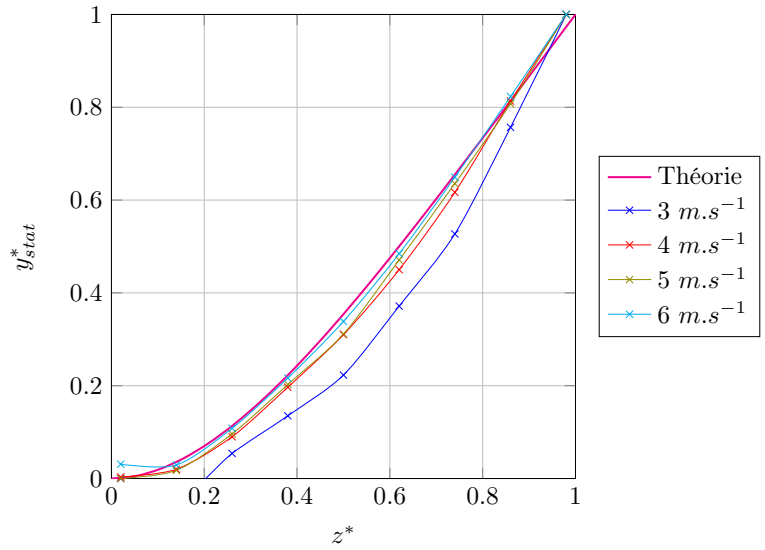


FIGURE 3.38 – Comparaison des flèches normalisées expérimentales et de la flèche théorique obtenue pour une poutre soumise à un effort uniformément réparti, $\alpha = 8°$

vergure (Figure 3.3.1). On observe que le rapport de la flèche sur la vitesse au carré est quasiment constant quand la vitesse augmente, on en déduit que les déformations évoluent quasi-linéairement avec la portance.

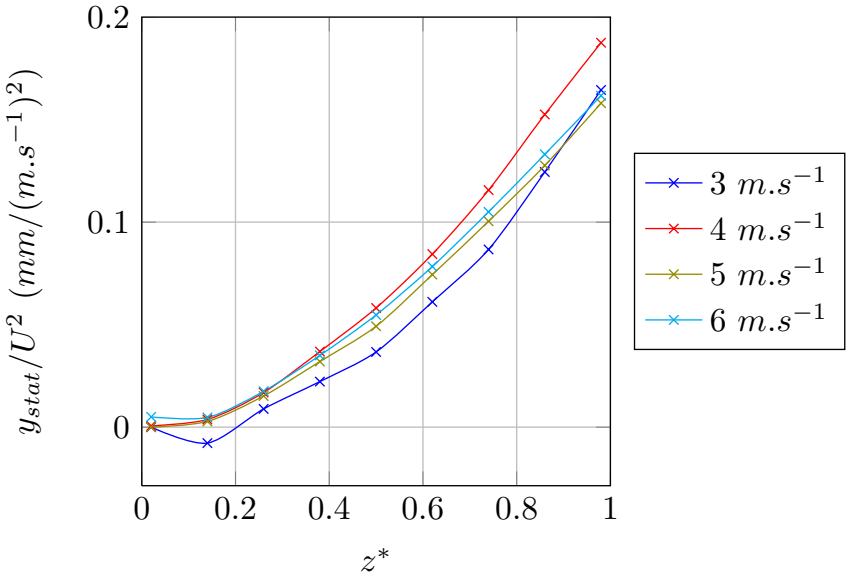


FIGURE 3.39 – Évolution de la flèche du profil POM$_c$ avec la portance pour $\alpha = 8°$

3.3.2 Analyse vibratoire

L'augmentation des fréquences du mode de torsion observée sur le profil POM$_c$ est plus flagrante lorsque l'on étudie un angle d'attaque donné pour différentes vitesses d'écoulement. Un exemple d'évolution de spectre est représenté sur la figure 3.40 avec $\alpha = 8°$ et U variant de 3 à 6 $m.s^{-1}$. On observe par ailleurs que les fréquences des modes supérieurs ont un

comportement identique au mode de torsion.

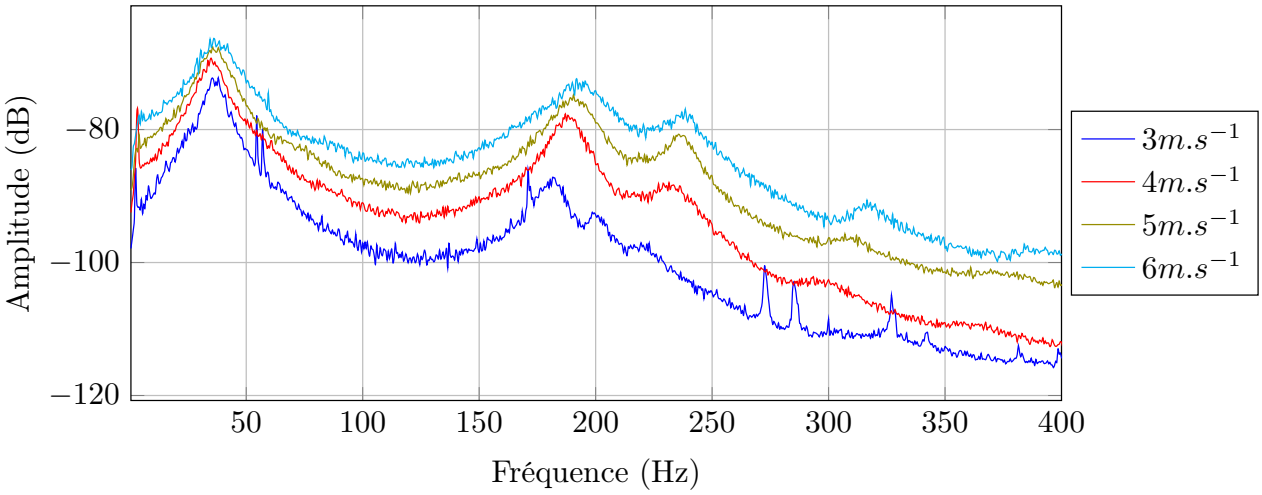


FIGURE 3.40 – Réponse vibratoire du profil POM$_c$ en écoulement, $\alpha = 8°$

La figure 3.41 représente l'évolution des fréquences f_1 et f_2 avec la vitesse pour toutes les valeurs d'angles d'attaque testées, on rappelle que les valeurs de fréquences sont regroupées dans le tableau 3.2. On note que l'augmentation de la fréquence du mode de torsion est d'autant plus importante lorsque l'incidence du profil augmente.

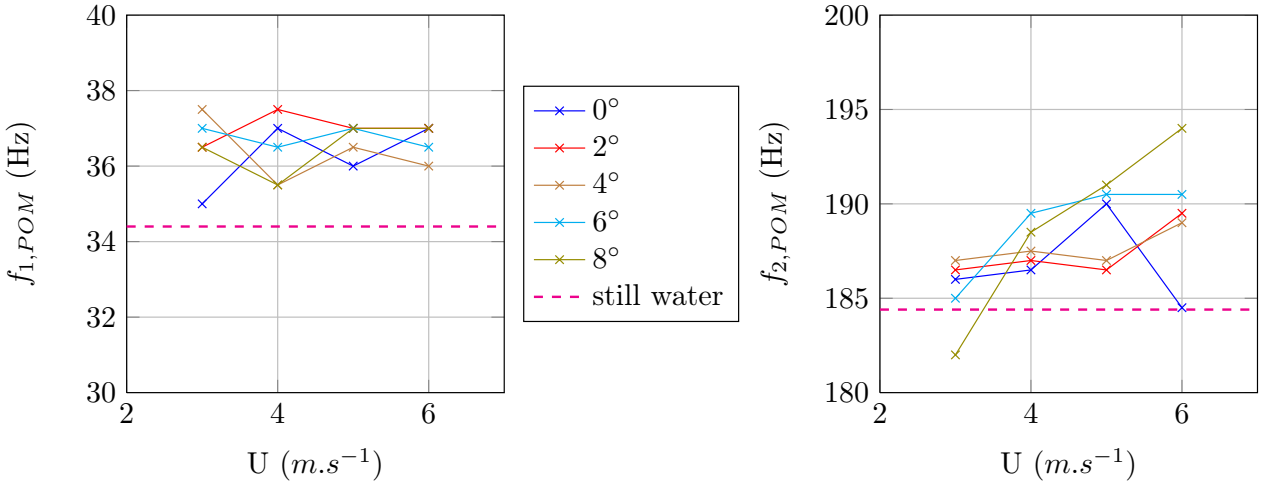


FIGURE 3.41 – Évolution des fréquences des deux premiers modes du profil POM$_c$ en fonction de la vitesse de l'écoulement

Cette augmentation est liée à une augmentation de la raideur en torsion du profil. En effet, considérons une aile de corde c, libre de tourner autour d'un axe : l'écoulement crée sur le profil une force F, appliquée en un point P séparé de l'axe de rotation du profil par une distance x. L'équation régissant les oscillations de ce profil autour de l'angle $\theta = 0°$ s'écrit :

$$J_\theta \ddot{\theta} + K_\theta \theta = F \tag{3.4}$$

où J_θ et K_θ désignent respectivement le moment d'inertie et la raideur linéiques de torsion par rapport à l'axe. La force F peut s'écrire :

$$F = \frac{1}{2}\rho U^2 c C_l(\theta) x \tag{3.5}$$

De Langre [35] définit un temps adimensionnel à partir de la période d'oscillation de l'aile :

$$t^* = t\sqrt{\frac{K_\theta}{J_\theta}}$$

L'équation devient donc :

$$\ddot{\theta} + \theta = C_Y C_l(\theta)\frac{x}{c} \tag{3.6}$$

avec C_Y le nombre de Cauchy défini par :

$$C_Y = \frac{1}{2}\frac{\rho U^2 c^2}{K_\theta}$$

Pour des incidences proches de zéro, le coefficient de portance est linéaire et vaut approximativement $2\pi\theta$. On peut donc écrire :

$$\ddot{\theta} + (1 - C_Y\frac{x}{c}2\pi)\theta = 0 \tag{3.7}$$

$(1 - C_Y\frac{x}{c}2\pi)$ représente la raideur adimensionnée du système. Dans le cas où $x > 0$, c'est-à-dire lorsque le centre élastique du profil est situé en amont du point d'application des forces, la raideur du système et sa fréquence d'oscillation diminuent. Lorsque cette fréquence est nulle, le profil devient instable : on parle alors de divergence. Si $x = 0$, il n'y a pas de raideur ajoutée par l'écoulement. Ici $x < 0$, la raideur du système augmente, conduisant à une augmentation de la fréquence des oscillations.

Cas des petits angles et petites vitesses

Pour les incidences et vitesses les plus faibles ($\alpha = 2°$ et $\alpha = 4°$, $U = 3,\ 4\ m.s^{-1}$), on observe un pic de forte amplitude sur les spectres expérimentaux près du deuxième mode (Figure 3.42). Il pourrait être dû à l'instabilité du bulbe de séparation laminaire (LSB) aux petits angles d'attaque. En effet, ces pics disparaissent avec l'augmentation de la vitesse ou de l'angle d'incidence du profil, ce qui pourrait s'expliquer par un déplacement du bulbe vers le bord d'attaque comme l'a montré Delafin [37]. D'autre part, ils n'apparaissent pas sur les mesures réalisées avec le profil inox, qui est pourvu de bandes de rugosités déclenchant la turbulence.

Notons que cette fréquence augmente avec la vitesse. De plus, l'importance de ces pics pourrait être accrue par la proximité de la fréquence du mode de torsion et du troisième mode du profil POM.

Ce couplage mériterait d'être confirmé par une étude plus poussée sur l'impact de la transition induite par un LSB sur les vibrations d'un profil.

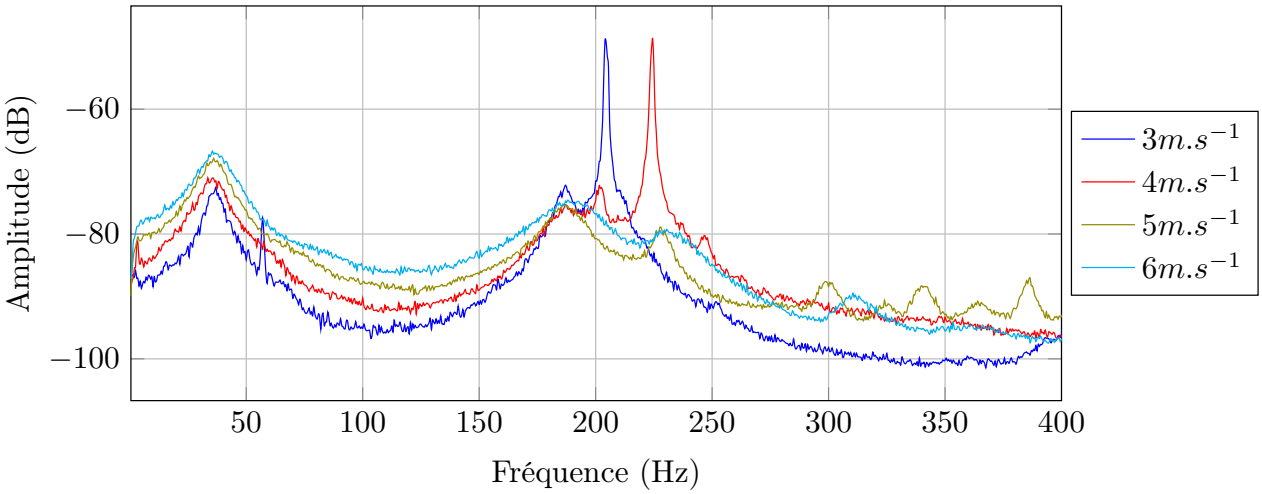


FIGURE 3.42 – Réponse vibratoire du profil POM$_c$ en écoulement, $\alpha = 4°$

Puissance des spectres

Contrairement aux spectres représentés pour plusieurs incidences avec une vitesse fixe, on observe une augmentation du niveau global des spectres avec la vitesse de l'écoulement, ce qui correspond à une augmentation de l'intensité des vibrations. En effet, on peut assimiler l'aire sous la courbe du spectre au carré à une puissance par unité de masse des vibrations :

$$\mathcal{P} = \int_0^\infty s^2(f)df \tag{3.8}$$

Or la réponse vibratoire augmente avec la vitesse de l'écoulement ou de l'incidence du profil. La figure 3.43 représente l'évolution de l'aire des spectres au carré entre 0 et 500 Hz pour le profil POM$_c$.

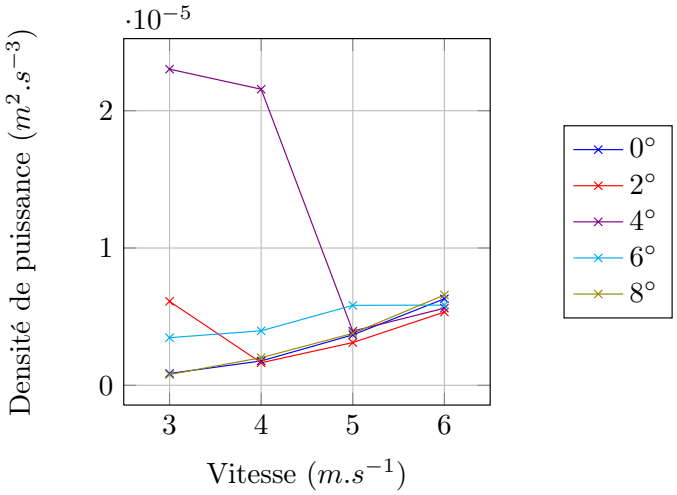


FIGURE 3.43 – Évolution de la puissance des vibrations du profil POM$_c$ entre 0 et 500 Hz en fonction de la vitesse de l'écoulement ou de l'incidence

Les vibrations sont particulièrement énergétiques à faible vitesse pour une incidence de 2 et 4°, du fait du pic important découlant de la transition. Notons que la puissance des

vibrations du profil en acier inoxydable sont plus faibles que pour le profil POM$_c$: la figure 3.44 compare l'évolution de la puissance des vibrations pour 5 et 6 $m.s^{-1}$ des deux profils. Les vibrations du profil en acier inoxydable sont très faibles pour un angle d'attaque inférieur à 4°, puis elles deviennent de plus en plus énergétiques. Toutefois, cette puissance reste environ deux fois plus faible que pour le POM$_c$ à 8°.

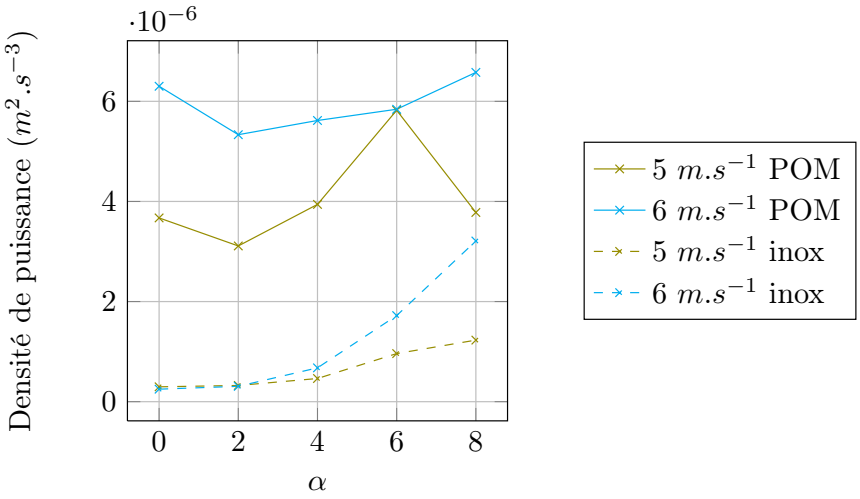
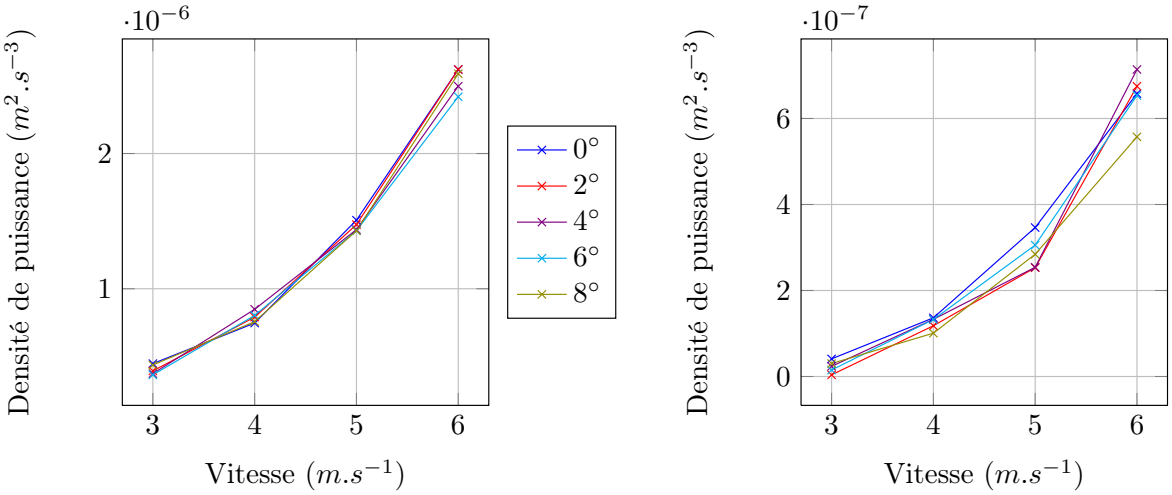


FIGURE 3.44 – Comparaison de la puissance des vibrations des profils POM$_c$ et inox entre 0 et 500 Hz

La puissance des pics augmente également avec la vitesse d'écoulement. Celle-ci est calculée de la même façon que la puissance totale du spectre, mais les limites f_a et f_b de l'intégrale sont choisies telles que l'amplitude de ces fréquences est égale à l'amplitude maximale du pic divisé par $\sqrt{2}$, ce qui correspond à la largeur du spectre à -3 dB. L'évolution de la puissance des deux premiers modes du profil POM$_c$ en fonction de la vitesse de l'écoulement est représentée sur la figure 3.45.



(a) Flexion (b) Torsion

FIGURE 3.45 – Évolution de la densité de puissance des pics de flexion et de torsion du profil POM$_c$ en fonction de la vitesse de l'écoulement

On note que la puissance du pic de flexion du profil POM_c augmente fortement avec la vitesse. La puissance du deuxième mode croît d'autant plus rapidement que le pic s'élargit lorsque la vitesse augmente. L'incidence n'a que peu d'influence sur la puissance des deux modes.

3.3.3 Instabilités

Nous avons constaté précédemment que le système pouvait devenir instable si la raideur effective devient nulle. Notons qu'il existe une autre forme d'instabilité, évoquée par Blevins [20] : il considère une section contrainte en torsion avec amortissement. Dans ce cas, l'équation du mouvement s'écrit :

$$J_\theta \ddot{\theta} + 2J_\theta \zeta_\theta \omega_\theta \dot{\theta} + K_\theta \theta \;=\; \frac{1}{2}\rho U^2 c^2 C_m \tag{3.9}$$

L'angle d'attaque effectif α dépend de l'angle de torsion θ et de la vitesse de rotation $\dot{\theta}$. Pour les petits angles ($\alpha \ll 1$), on peut faire l'approximation :

$$\alpha \simeq \theta - \frac{x\dot{\theta}}{U} \tag{3.10}$$

On décompose C_m :

$$C_m(\alpha_0 + \alpha) \;=\; C_m(\alpha_0) + \alpha \frac{\partial C_m}{\partial \alpha} + \alpha^2 \frac{\partial^2 C_m}{\partial \alpha^2} + ... \tag{3.11}$$

Une linéarisation de l'équation 3.9 mène donc à :

$$J_\theta \ddot{\theta} + (2J_\theta \zeta_\theta \omega_\theta + \frac{1}{2}\rho U c^2 x \frac{\partial C_m}{\partial \alpha})\dot{\theta} + (K_\theta - \frac{1}{2}\rho U^2 c^2 \frac{\partial C_m}{\partial \alpha})\theta \;=\; 0 \tag{3.12}$$

La raideur du système vaut alors $(K_\theta - \frac{1}{2}\rho U^2 c^2 \frac{\partial C_m}{\partial \alpha})$. La divergence a lieu si celle-ci vaut zéro. La seconde instabilité a lieu lorsque le terme d'amortissement $(2J_\theta \zeta_\theta \omega_\theta + \frac{1}{2}\rho U c^2 x \frac{\partial C_m}{\partial \alpha})$ devient négatif, ce qui n'est possible que si $x \frac{\partial C_m}{\partial \alpha} < 0$.

Pour les angles inférieurs à l'angle de décrochage, le moment mesuré par la balance hydrodynamique est proche de zéro pour les deux profils étudiés car le point d'application des forces P est proche de l'axe de la queue du profil, qui correspond à l'axe de mesure de la balance (soit 0,25c depuis le bord d'attaque). Or le centre élastique de nos profils se trouve à une distance x non nulle du point P, le moment au centre élastique est donc égal au moment crée par la force de portance, soit $C_m \;=\; xC_l$. Pour les petits angles, $C_l \simeq 2\pi\alpha$, on obtient donc :

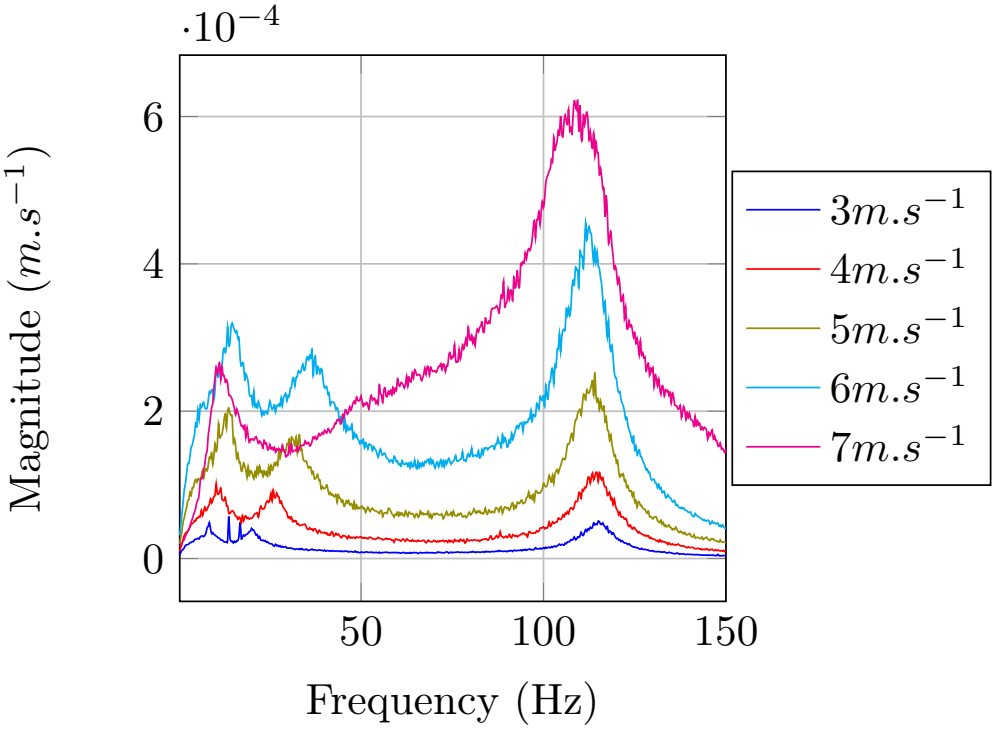
$$\frac{\partial C_m}{\partial \alpha} \;=\; \frac{2\pi x}{c} > 0 \tag{3.13}$$

Le système restera donc stable tant que $x < 0$.

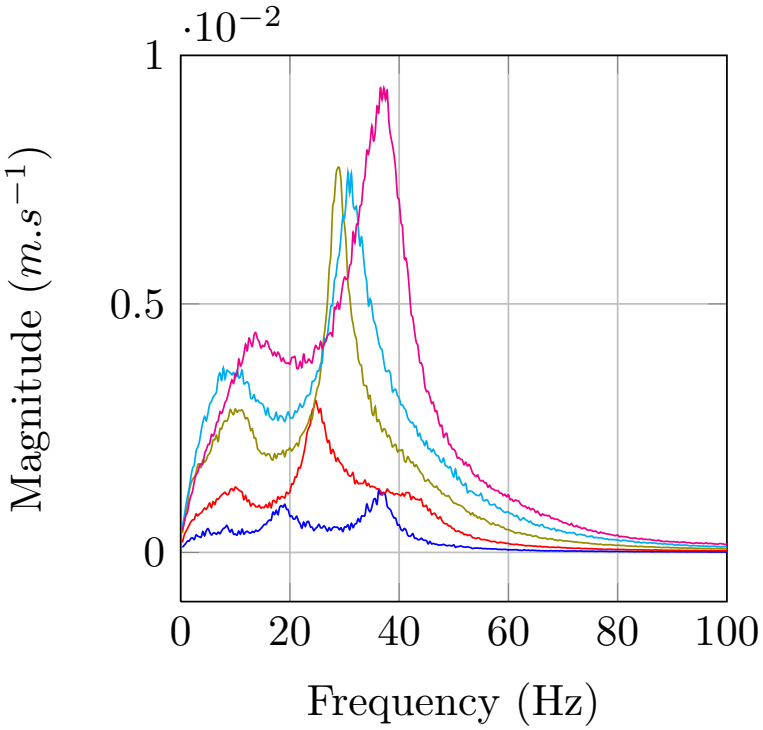
3.3.4 Cas particulier $\alpha = 17°$

Le cas particulier $\alpha = 17°$ a été développé afin d'étudier le détachement tourbillonnaire en aval des profils. Des mesures de vibrations ont été réalisées pour une vitesse d'écoulement

variant de 3 à 7 $m.s^{-1}$. Les figures 3.46(a) et 3.46(b) représentent une partie des spectres obtenus sur chacun des profils, les spectres complets sont en annexe D.



(a) Inox



(b) POM_c

FIGURE 3.46 – Réponse vibratoire des profils à un écoulement, avec $\alpha = 17°$

Une PIV rapide a été mise en place afin d'observer les structures présentes dans le sillage des profils, permettant de déterminer la valeur de la fréquence du détachement tourbillonnaire, notée f_0. Notons que la pression à l'intérieur de la veine d'essai était surélevée pour éviter le développement de cavitation au-dessus des profils.

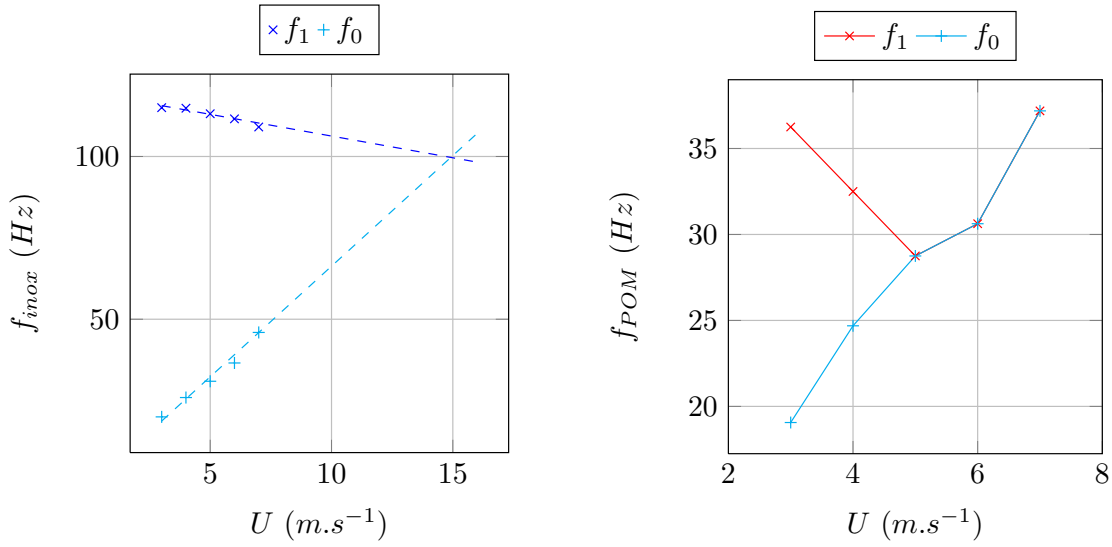
On observe sur les spectres du profil en acier inoxydable deux pics à basse fréquence : le premier vaut environ 5 Hz à 3 $m.s^{-1}$ et augmente jusqu'à 16 Hz pour 6 $m.s^{-1}$, il correspond donc au pic observé sur les spectres présentés au chapitre 3.2.5. Le second pic correspond à la fréquence de détachement tourbillonnaire du profil notée f_0. Il augmente quasi-linéairement avec la vitesse : le nombre de Strouhal associé à cette fréquence est donc quasi-constant et vaut environ 0,2. On rappelle que le nombre de Strouhal est défini par :

$$St = \frac{fL}{U} \tag{3.14}$$

avec $L = c.sin(\alpha)$ la hauteur de l'obstacle formé par le profil incliné. Enfin, on remarque que la fréquence du mode de flexion du profil diminue avec la vitesse.

Sur les spectres du profil POM$_c$, on note à 3 $m.s^{-1}$ deux pics distincts, correspondant à f_0 et f_1. Puis quand la vitesse augmente, ces pics semblent, se rapprocher jusqu'à se confondre pour $U = 5$ $m.s^{-1}$. La fréquence de ce pic augmente alors avec la vitesse. Un nouveau pic basse fréquence se développe simultanément (Figure 3.46(b)).

L'évolution de f_0 et f_1 en fonction de la vitesse de l'écoulement est représentée sur la figure 3.47 pour chacun des profils. On remarque que les fréquences du profil en acier inoxydable tendent à se rejoindre. En considérant que l'évolution de ces fréquence est linéaire, la jonction aurait lieu à $\simeq$15 $m.s^{-1}$.



(a) Inox (b) POM$_c$

FIGURE 3.47 – Évolution des fréquences f_0 et f_1 des profils inox et POM$_c$ avec $\alpha = 17°$

On s'attend à observer des fréquences de détachement tourbillonnaire pour le profil en POM très proches de valeurs obtenues sur le profil en acier. Toutefois, du fait de la proximité

des valeurs de f_1, un phénomène de *lock-in* se met en place : les pics correspondant à ces deux fréquences se confondent à partir de $U = 5\ m.s^{-1}$. Aussi, les fréquences f_0 des deux profils sont similaires à basse vitesse (Figure 3.48), puis celle du profil en POM stagne en se combinant au mode de flexion, avant d'augmenter de nouveau.

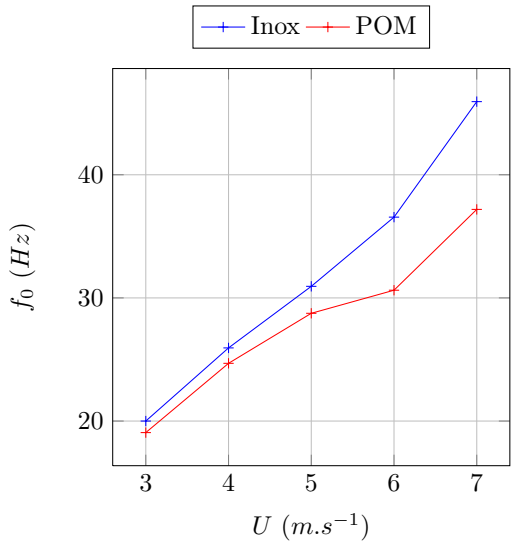


FIGURE 3.48 – Comparaison des fréquences de détachement tourbillonnaire des profils inox et POM$_c$ avec $\alpha = 17°$

3.4 Comparaison aux résultats numériques

Cette section comporte les résultats des simulations numériques réalisées à l'Université du Michigan selon le modèle présenté au chapitre 1.6. Ces données ont fait l'objet d'une publication [27].

3.4.1 Déformations statiques

Les simulations numériques réalisées à l'Université du Michigan permettent de calculer indépendamment l'évolution temporelle de la flèche et de la torsion du profil. Des simulations ont été réalisées pour plusieurs incidences comprises entre 2° et 20° à 6 $m.s^{-1}$, puis avec $\alpha = 8°$ et plusieurs vitesses d'écoulement.

Pour une vitesse fixée, l'amplitude des déformations augmente linéairement avec l'angle d'attaque jusqu'à $\alpha \simeq 15°$, puis la portance chute du fait du décrochage, ce qui implique des déformations moyennes plus faibles, mais dont les variations sont plus importantes à cause du développement de vortex au bord de fuite.

En effet, nous avons observé que la fréquence du détachement tourbillonnaire et la fréquence propre associée au mode de flexion du profil en POM étaient proches et contraintes à un phénomène de *lock-in* lorsque l'incidence du profil augmente. Ceci amène à des fluctuations importantes sur les historiques des déformations.

L'angle de torsion étant du même signe que l'angle d'attaque du profil, les déformations provoquent une augmentation de l'incidence effective. Aussi, lorsqu'on compare les champs de vorticité autour des profils en acier inoxydable et en POM (Figure 3.49), on remarque qu'ils sont plus développés autour du profil POM.

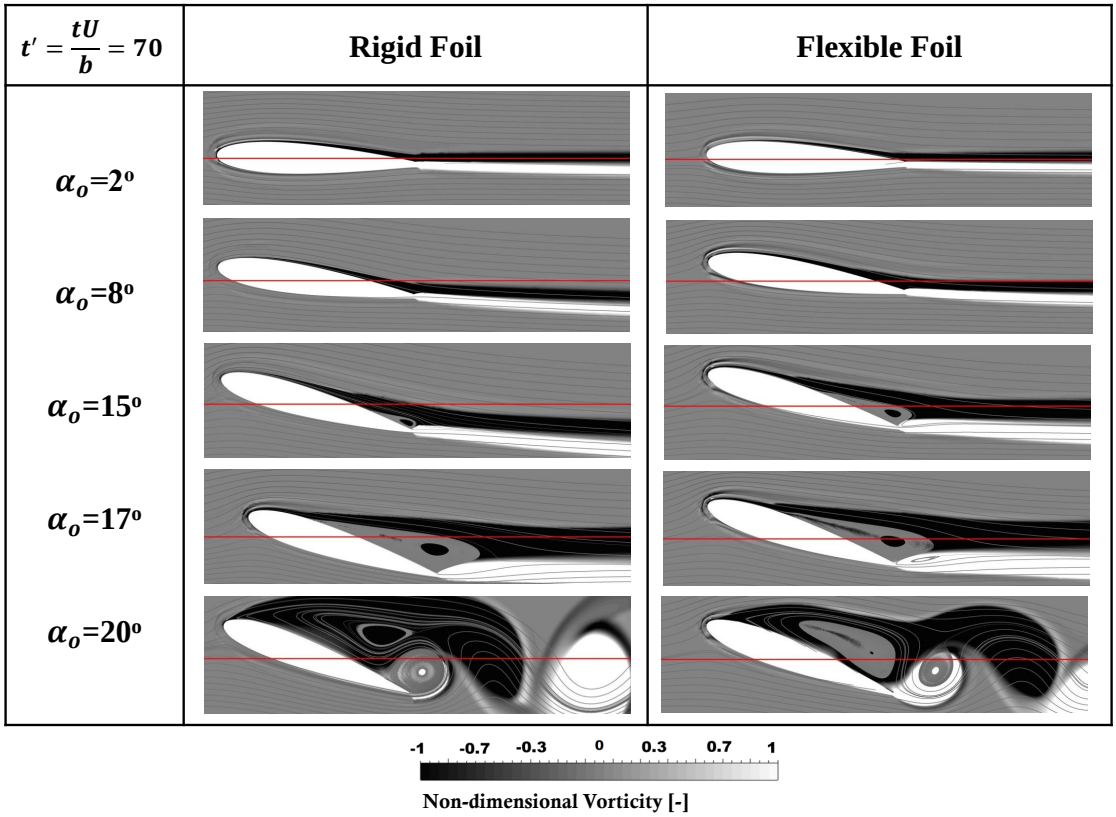
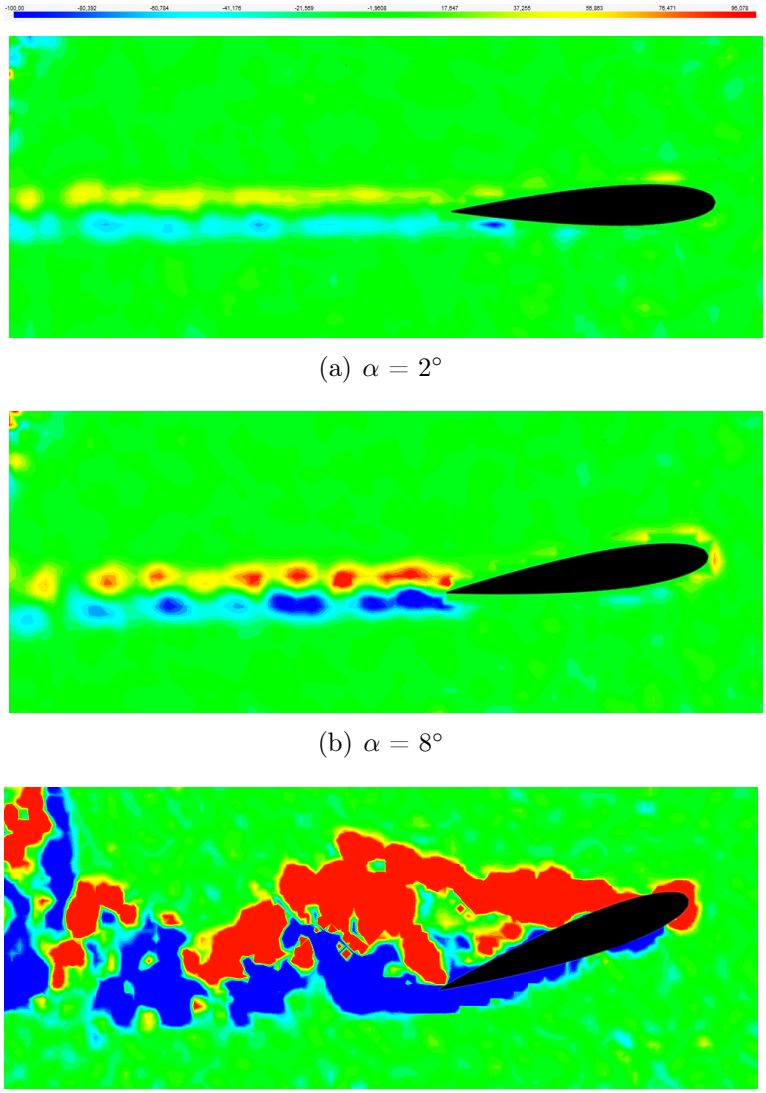


FIGURE 3.49 – Comparaison des champs de vorticité numériques normalisés autour des profils inox et POM (Re = 6.10^5)

Les champs de vorticité extraits des mesures par PIV sont représentés sur la figure 3.50 pour les incidences $\alpha = 2°$, 8° et 20°. On constate qu'il y a une bonne correspondance entre les résultats numériques et expérimentaux pour les trois angles d'attaque testés.



(a) $\alpha = 2°$

(b) $\alpha = 8°$

(c) $\alpha = 20°$

FIGURE 3.50 – Champs de vorticité expérimentaux autour du profil POM_c (Re = 5.10^5)

3.4.2 Analyse vibratoire

Incidence croissante

La transformée de Fourier des signaux de flexion et de torsion d'un profil en POM issus des simulations numériques est calculée pour déterminer les fréquences propres de la pale. La figure 3.51 représente les vibrations correspondant au couplage de ces signaux, en comparaison avec les données expérimentales, pour les incidences $\alpha = 2°$ et $\alpha = 8°$, et une vitesse d'écoulement $U = 6\ m.s^{-1}$ (Re = 6.10^5).

On note que le modèle capte correctement les fréquences du premier mode avec $f_{1,num} \simeq$ 33,5 Hz. Le niveau de ce pic est toutefois largement sous-évalué pour $\alpha = 2°$. D'autre part, la fréquence associée au mode de torsion est également captée, mais leur amplitude est environ deux fois plus faible. On rappelle que le modèle n'admet que deux degrés de liberté et ne permet donc pas d'estimer les fréquences des modes supérieurs.

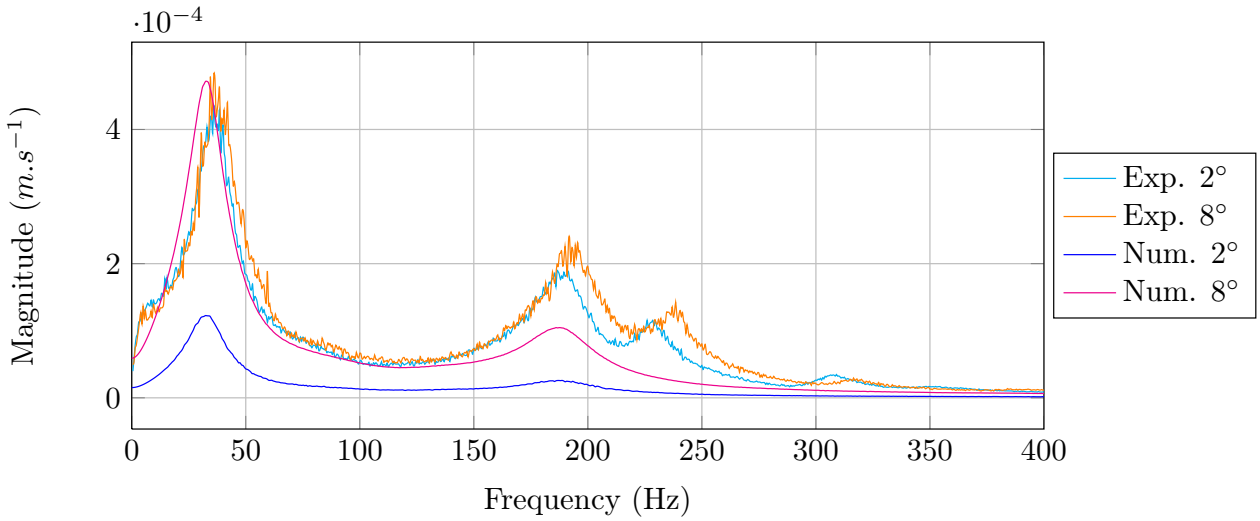


FIGURE 3.51 – Comparaison des spectres expérimentaux et numériques du profil POM_c avec $\alpha = 2, 8°$ et $U = 6\ m.s^{-1}$ (Re = 6.10^5)

Les simulations ont été menées pour des incidences plus importantes que celles autorisées par le montage expérimental. L'évolution des fréquences obtenues pour les angles d'attaque variant de 2° à 20° est représentée sur la figure 3.52. On observe que la fréquence du mode flexion est bien stable quand l'incidence augmente, mais la fréquence du mode de torsion diminue dans les simulations jusqu'au décrochage, contrairement à l'expérience, puis augmente de nouveau pour $\alpha = 20°$.

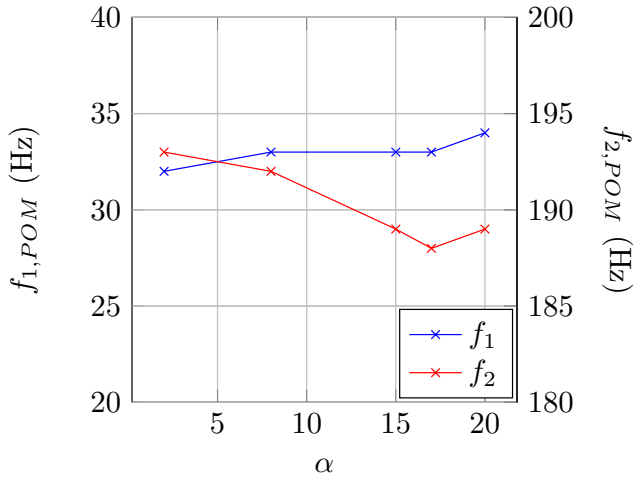


FIGURE 3.52 – Évolution des fréquences $f_{1,num}$ et $f_{2,num}$ issues des simulations numériques pour une incidence variant de 2° à 20° et une vitesse d'écoulement $U = 6\ m.s^{-1}$ (Re = 6.10^5)

Amortissement L'évaluation de l'amortissement est primordial dans la conception de structures : s'il est inférieur aux valeurs prévues, la fatigue et les vibrations de la structure peuvent être accrues.

Selon la théorie dérivée de Theodorsen et énoncée par Blake et Maga [18], l'amortissement des modes pour une vitesse d'écoulement donnée ne doit pas varier avec l'incidence. En

effet, ces variations sont dues à des effets visqueux qui ne sont pas pris en compte dans ce modèle. La figure 3.53 représente les facteurs de pertes issus des simulations et des spectres expérimentaux pour $U = 6\ m.s^{-1}$, en comparaison avec la théorie. Notons que les valeurs sont obtenues en utilisant la méthode de la bande à -3 dB, soit p = 2 (Chapitre 2.11.2). Les valeurs expérimentales pour le profil en acier inoxydable sont également représentées.

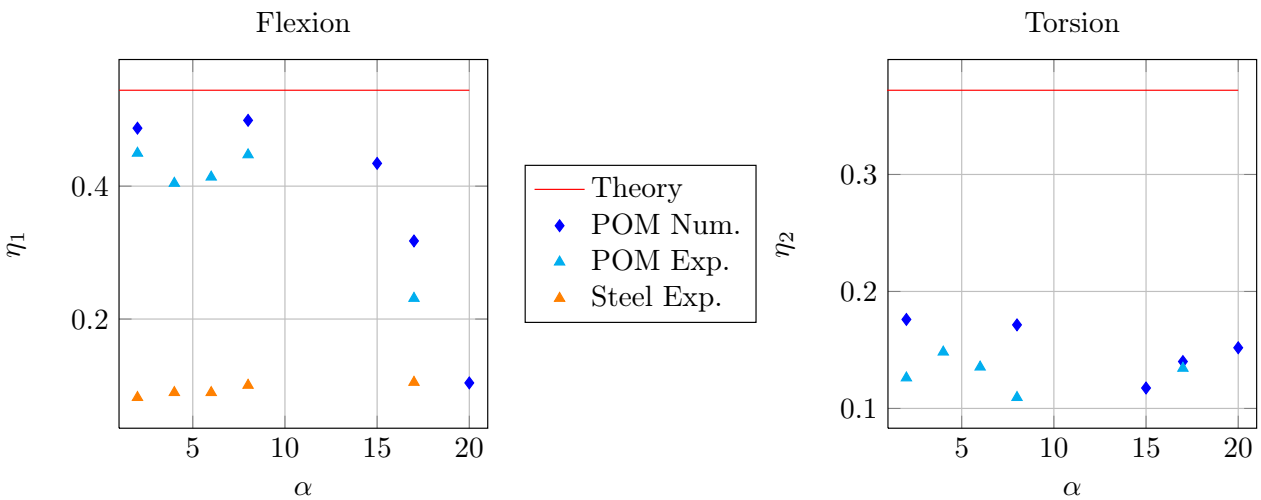


FIGURE 3.53 – Évolution des facteurs de perte théoriques [18], expérimentaux et numériques des modes de flexion et de torsion pour $U = 6\ m.s^{-1}$

L'amortissement du mode de flexion du profil POM$_c$ paraît stable pour les plus faibles incidences, et il est légèrement sur-estimé numériquement par rapport aux résultats expérimentaux. D'autre part, les valeurs du facteur de perte η_1 sont proches de la théorie. Toutefois, les valeurs numériques chutent à l'approche du décrochage.

Au contraire, les valeurs de η_2 sont environ deux fois plus faibles que la théorie et varient peu en fonction de l'incidence : elles semblent stables pour les angles d'attaque les plus faibles, les valeurs numériques diminuent à $\alpha = 15°$ et remontent légèrement après le décrochage.

On note que les valeurs de η_1 du profil inox sont quasi-constantes quelque soit l'angle d'attaque du profil : il ne décroît pas après le décrochage. On peut donc supposer que la chute du facteur de perte du POM est liée au *lock-in* du mode de flexion et de la fréquence de détachement tourbillonnaire.

Par ailleurs, le facteur de perte η augmente quand le rapport de la masse volumique du solide sur celle du fluide diminue : les valeurs obtenues pour le profil en acier inoxydable sont quatre fois inférieures aux valeurs du profil POM$_c$.

Vitesse croissante

La figure 3.54 représente les vibrations correspondant au couplage des signaux de flexion et de torsion du profil estimées par le modèle numérique, en comparaison avec les données expérimentales, pour une incidence $\alpha = 8°$ et une vitesse d'écoulement $U = 4,\ 6\ m.s^{-1}$

(Re = 4.10^5 et Re = 6.10^5).

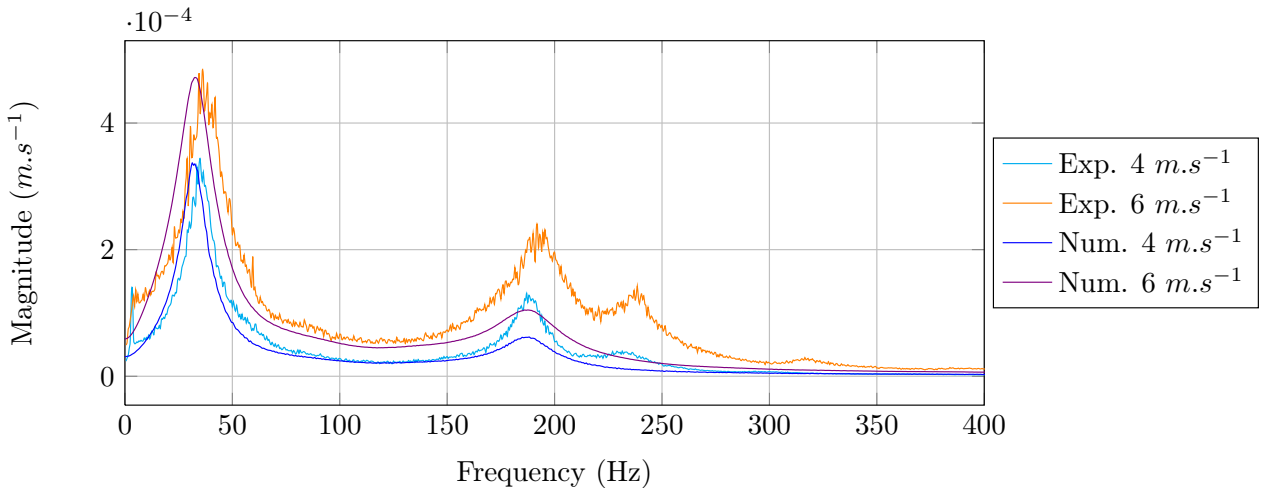


FIGURE 3.54 – Comparaison des spectres expérimentaux et numériques du profil POM_c avec $\alpha = 8°$ et $U = 4, 6\ m.s^{-1}$ (Re = 4.10^5 et Re = 6.10^5)

Les fréquences du mode de flexion, ainsi que leur niveau, sont bien évalués avec $f_{1,num} \simeq 33{,}5\ Hz$. D'autre part, la fréquence associée au mode de torsion est légèrement sous-évaluée à 6 $m.s^{-1}$, et les niveaux observés sont environ deux fois plus faibles que ceux des spectres expérimentaux.

De nouveau, des simulations peuvent être menées pour des vitesses supérieures à celles mesurables expérimentalement. L'évolution des fréquences obtenues pour les nombres de Reynolds variant de 4.10^5 à $1{,}2.10^6$ est représentée sur la figure 3.55.

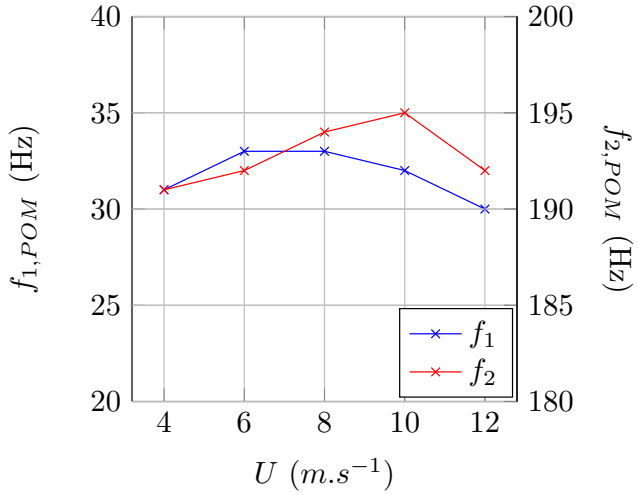


FIGURE 3.55 – Évolution des fréquences $f_{1,num}$ et $f_{2,num}$ issues des simulations numériques pour une incidence de 8° et une vitesse variant de 4 à 12 $m.s^{-1}$ (Re = 4.10^5 à $1{,}2.10^6$)

On observe que l'augmentation de la fréquence du mode de torsion apparaît nettement

dans les simulations tandis que la fréquence du mode de flexion diminue avec la vitesse de l'écoulement à partir de $U = 6\ m.s^{-1}$.

Amortissement La figure 3.56 présente les facteurs de perte estimés selon la théorie dérivée de Theodorsen et énoncée par Blake et Maga [18], les valeurs numériques et expérimentales pour le profil POM$_c$, ainsi que les valeurs expérimentales pour le profil inox. Les simulations donnent des résultats proches des valeurs expérimentales. Les facteurs de perte des deux modes augmentent avec la vitesse, ainsi que le prévoit la théorie. Toutefois, les valeurs théoriques de η_2 sont supérieures aux données expérimentales et numériques, et la différence s'accroît avec la vitesse. Ceci est dû au fait que la théorie ne prend en compte ni les effets visqueux ni le couplage entre la flexion et la torsion.

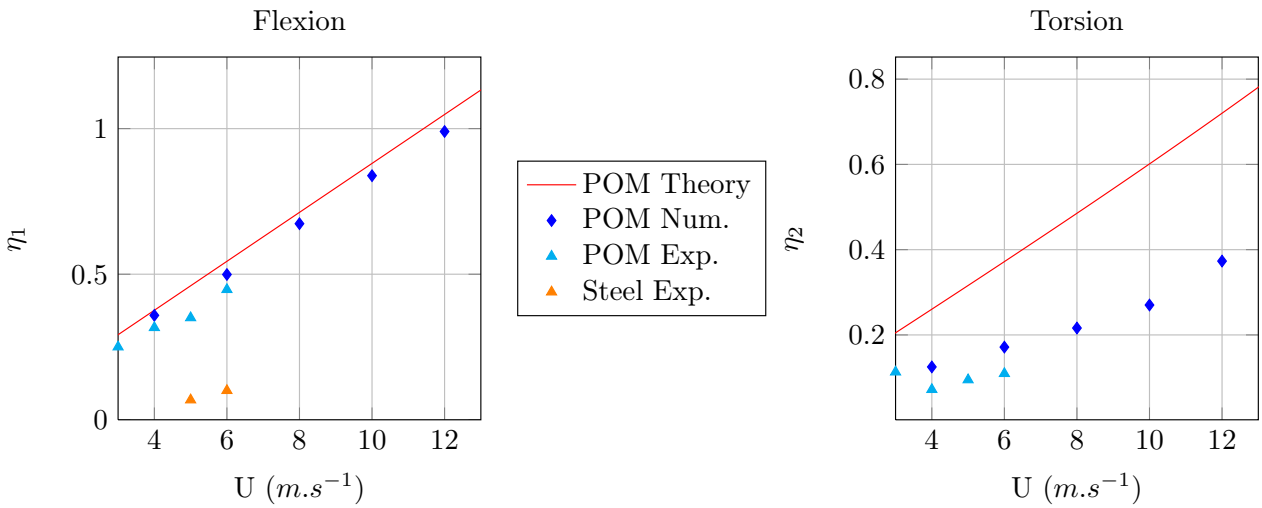


FIGURE 3.56 – Évolution du facteur de perte η des modes de flexion et de torsion du profil en POM pour $\alpha = 8°$

Notons que si la vitesse critique à laquelle intervient le flottement devait être atteinte, alors le facteur de perte chuterait et deviendrait nul. Cependant, Chae et al. [28] ont démontré que pour un profil 2D donc l'envergure est plus grande que la corde, la divergence statique intervient avant le flottement. Celle-ci se produit pour un NACA 0015 en POM a une vitesse réduite $\bar{U} = U/\omega_\theta b = 0{,}28$ qui correspond à un nombre de Reynolds $Re = 2{,}9.10^6$, soit une vitesse de 29 $m.s^{-1}$ pour un nombre de Reynolds basé sur la corde $c = 0{,}1\ m$ des profils.

3.5 Mesures dynamiques

Des mesures de contraintes ont été réalisées avec un profil en mouvement sinusoïdal, centré autour de $\alpha = 0°$. Comme il a été expliqué dans le chapitre 2.4.1, neuf configurations ont été déterminées à partir des valeurs choisies pour le taux de tangage $\dot{\alpha}^*$ et l'incidence maximale α_{max} : elles sont regroupées dans le tableau 3.3.

Les déformations mesurées sont tracées en annexe E, un exemple est représenté sur la figure 3.59. Pour chaque cas testé, la vitesse de l'écoulement était fixée à 5 $m.s^{-1}$. On rappelle

Cas	$\dot{\alpha}^*(°)$	$\alpha_{max}(°)$	$f_{osc}(Hz)$
C1	0.1	5	1
C2	0.1	10	0.5
C3	0.1	15	0.333
C4	0.2	5	1
C5	0.2	10	0.5
C6	0.2	15	0.333
C7	0.6	5	3
C8	0.6	10	1.5
C9	0.6	15	1

TABLE 3.3 – Configurations expérimentales de mesures dynamiques de contraintes ($U = 5m.s^{-1}$)

que le taux de tangage est défini par :

$$\dot{\alpha}^* = \frac{\bar{\dot{\alpha}}c}{2U} \tag{3.15}$$

Notons que les cas C1 à C3 ($\dot{\alpha}^* = 0{,}1$) correspondent à une évolution quasi-statique du profil. En effet, puisque le profil est en mouvement, la vitesse de l'écoulement perçue par le profil n'est pas U_{ref} mais U_{eff} telle que définie sur la figure 3.57, où V est la vitesse du bord d'attaque et vaut $0{,}25c\dot{\alpha}$.

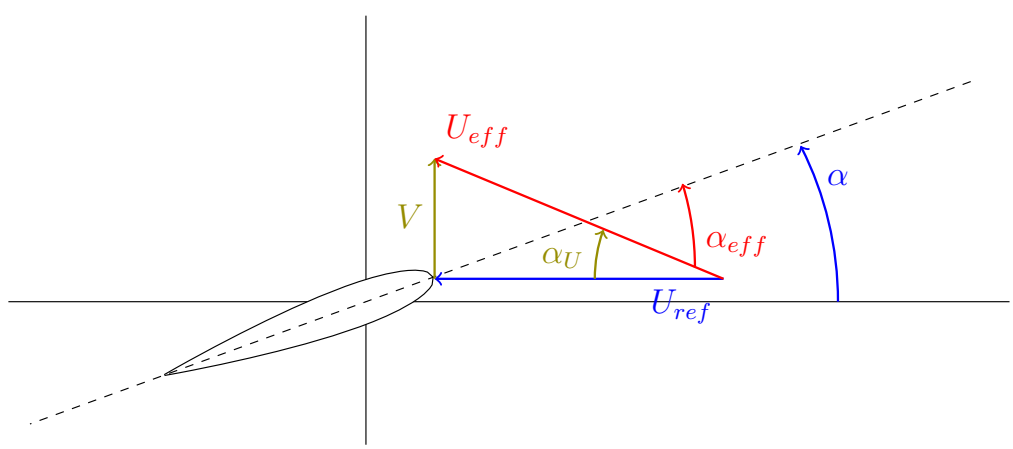


FIGURE 3.57 – Définition de l'incidence effective du profil

La vitesse de rotation maximale du profil vaut $\dot{\alpha}_{max} = \omega_0\alpha_{max}$, soit $\simeq 15{,}7°.s^{-1}$ pour les configurations C1 à C3, $\simeq 31{,}4°.s^{-1}$ pour les configurations C4 à C6 et $\simeq 94{,}2°.s^{-1}$ pour les configurations C7 à C9. Les vitesses effectives maximales valent donc respectivement 5,02 $m.s^{-1}$, 5,06 $m.s^{-1}$ et 5,53 $m.s^{-1}$. La différence $U_{eff} - U_{ref}$ est donc négligeable pour les configurations C1 à C3.

De même, l'incidence effective du profil vaut $\alpha_{eff} = \alpha - \alpha_U$. Ceci qui amène à des variations de l'angle d'attaque de l'ordre de $\alpha_U \simeq 0{,}08°$; $\alpha_U \simeq 0{,}16°$ et $\alpha_U \simeq 0{,}47°$ pour les

cas C1 à C3, C4 à C6 et C7 à C9 respectivement.

On note que les déformations suivent une tendance sinusoïdale mais ne sont pas symétriques par rapport à zéro. On observe autour de $\pm\alpha_{max}$ un élargissement et un aplanissement des sinusoïdes, qui diminue lorsque la vitesse de rotation augmente. En effet, pour $\dot{\alpha}^* = 0{,}1$ et 0,2°, lorsque la vitesse de rotation du profil devient nulle, on note un changement de comportement des déformations, notamment ε_1 qui oscille et décroît par paliers avant de suivre de nouveau une courbe sinusoïdale. Le calcul de la transformée de Fourier d'un segment du signal temporel correspondant au sommet des sinusoïdes (Figure 3.58) nous permet de noter que ces oscillations se font à une fréquence $f_\varepsilon \simeq 34\ Hz$, soit la fréquence correspondant au mode de flexion du profil en POM.

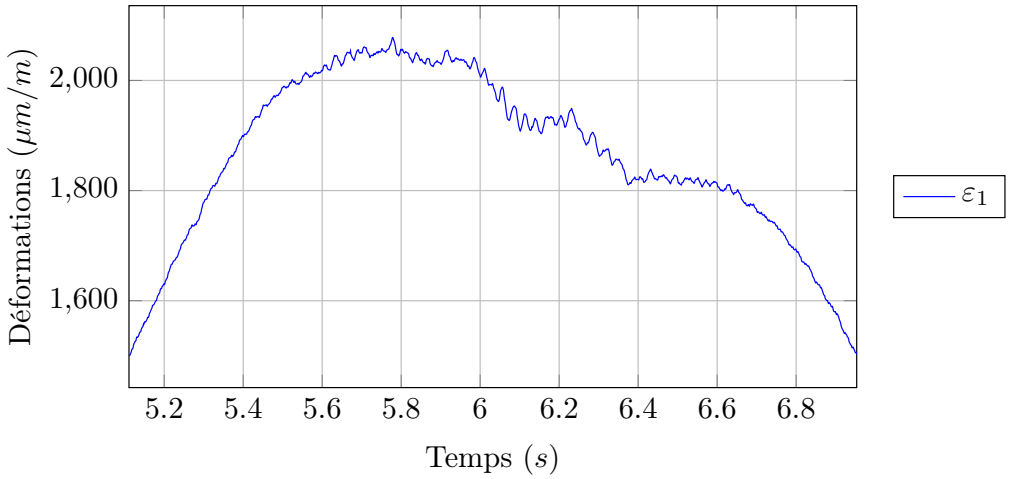
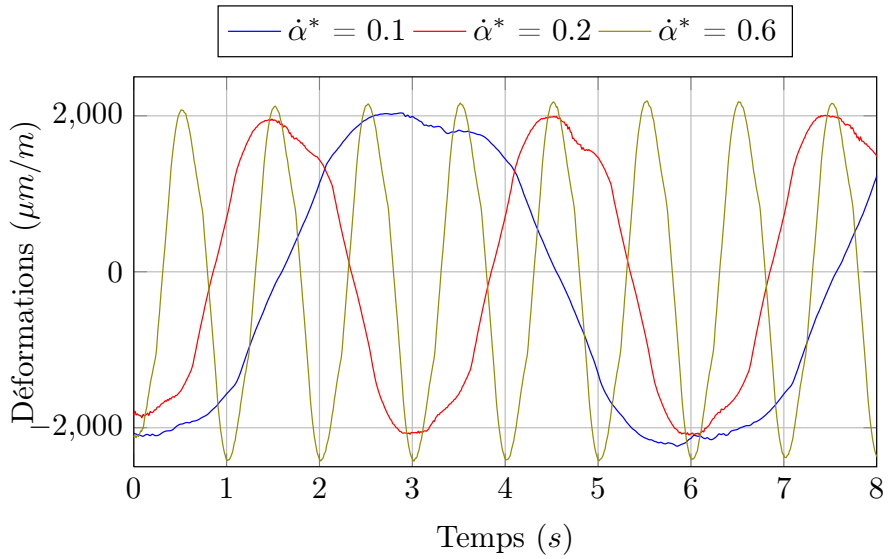


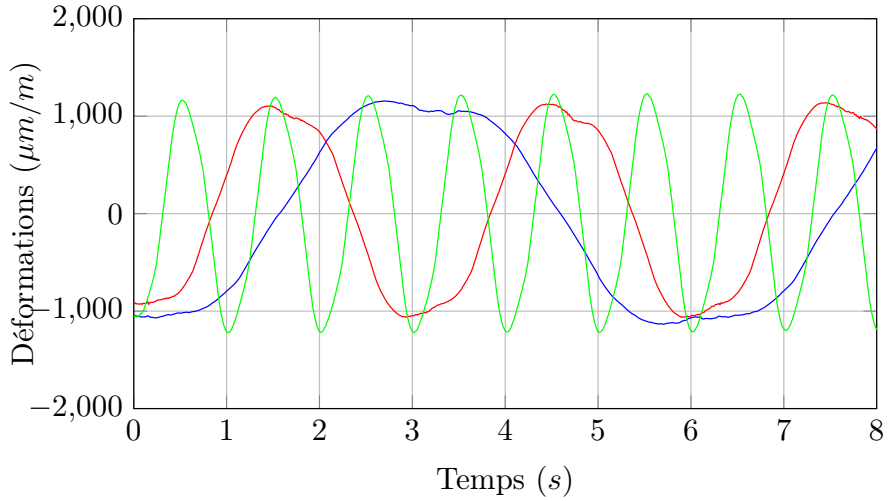
FIGURE 3.58 – Zoom sur le signal temporel de ε_1 dans la configuration C3

Notons que les déformations ne sont pas nulles pour $\alpha = 0°$ à cause d'effets inertiels.

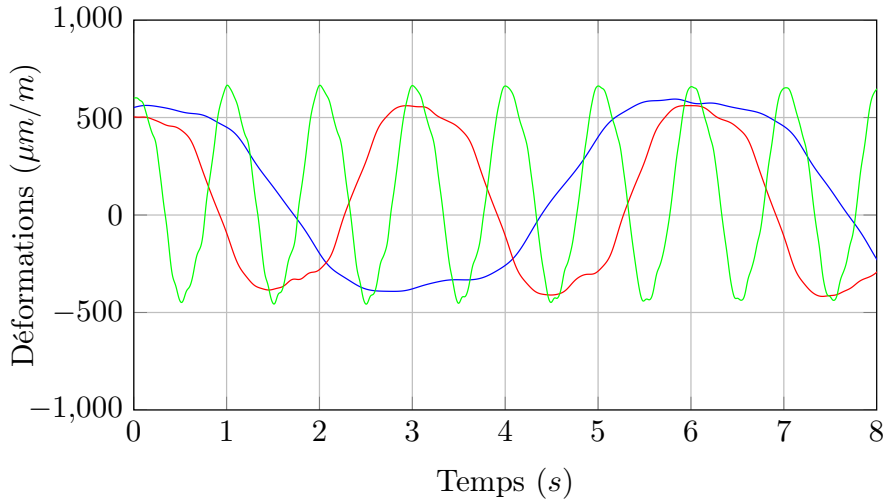
On ne représente pas les contraintes en fonction de l'incidence α du profil. En effet, il apparaît que la simultanéité des mesures de la position angulaire du profil et des données de jauges de contraintes n'est pas assurée. Or en imposant un léger décalage temporel entre les mesures des jauges et de l'incidence, on observe une variation importante des moyennes de phase (Figure 3.60). De plus, le comportement des signaux autour de α_{max} ne permet pas de recaler les mesures de manière précise. Aussi l'analyse des contraintes en fonction de l'angle d'attaque ne sera pas faite ici et de nouvelles mesures devront être réalisées en prenant garde au déclenchement des mesures.



(a) ε_1



(b) ε_2



(c) ε_3

FIGURE 3.59 – Signaux temporels des jauges de contraintes du profil POM_c dans les configurations telles que $\alpha_{max} = 5°$ (C1, C4 et C7)

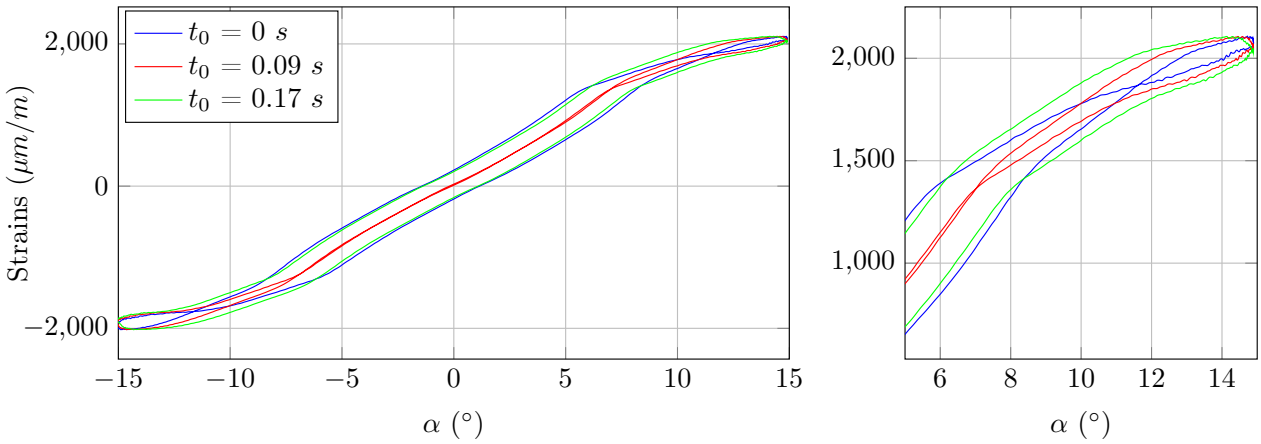


FIGURE 3.60 – Influence de la non simultanéité des mesures

3.6 Bilan

Les mesures réalisées en écoulement subcavitant permettent de relever un nombre important d'informations, couvrant plusieurs aspects du comportement du profil.

Ainsi, différentes mesures ont permis de confirmer que la modélisation du profil par une plaque plane est une approximation correcte pour les vitesses d'écoulement les moins élevées. Les déformées statiques mesurées sont supérieures aux valeurs théoriques pour une plaque plane, mais leur tendance est bien respectée quelque soit l'incidence du profil et la vitesse de l'écoulement. De plus, les valeurs de l'angle de torsion sont faibles.

Par ailleurs, les modes propres des profils ont un comportement différent selon le matériau utilisé. Ainsi, la fréquence du mode de flexion diminue quand l'incidence augmente pour l'acier inoxydable alors que celle du POM reste stable. Notons que les valeurs sont quasiment constantes lorsque la vitesse augmente à incidence fixe pour les deux profils.

Au contraire, la valeur de la fréquence de torsion f_2 du profil POM_c augmente avec la vitesse, de même que les fréquences associées aux modes supérieurs. Cette augmentation se traduit par une croissance de la raideur du profil.

On constate également une augmentation du niveau des spectres de vibration avec la vitesse, et un élargissement des pics qui implique un amortissement plus important. Qui plus est, l'amortissement du mode de flexion du profil en inox est quatre fois inférieur à celui du POM_c.

Les spectres de vibration du profil en POM laissent apparaître des pics pour les plus faibles vitesses et incidences. Ceux-ci pourraient être dûs à la transition laminaire-turbulent qui se met en place autour du profil. En effet, on note que les efforts sur le profil en POM évoluent de manière similaire à un profil en acier inoxydable lisse.

On observe ainsi un changement de pente du coefficient de portance et une inflexion sur la courbe du coefficient de traînée en fonction de l'incidence autour de $\alpha = 7°$. Les variations de la portance se répercutent sur les mesures de contraintes et déformations du profil POM_c. Au final, la diminution de la portance et l'augmentation de la traînée conduisent à une baisse des performances du profil.

Pour les deux profils, le moment mesuré est très faible car le point d'application des forces est proche de l'axe de rotation des profils et donc du point de mesure de la balance hydrodynamique.

Toutefois, la transition laminaire-turbulent n'a pas été clairement identifiée sur les champs de vitesse enregistrés autour du profil POM. Ceux-ci nous ont cependant permis de déterminer que l'influence des déformations sur l'écoulement est négligeable.

D'autre part, le cas particulier de $\alpha = 17°$ nous a permis de constater que, lorsque les fréquences du premier mode propre du profil est suffisamment basse, comme c'est le cas pour le POM, elle peut accrocher la fréquence de détachement tourbillonnaire en place au bord de

fuite. La dynamique de la structure est alors gouvernée par l'excitation : on parle de *lock-in* des fréquences.

Enfin, une bonne corrélation existe entre les mesures réalisées expérimentalement et les simulations mises en place à l'Université du Michigan. Les champs de vitesse sont correctement modélisés, et les fréquences propres bien estimées, même si l'amplitude des spectres est inférieure aux valeurs expérimentales.

Chapitre 4

Résultats en écoulement cavitant

"Les idées ne reçoivent pas tout d'un coup leur application intégrale ; elles font leur chemin peu à peu et ce n'est qu'en les soumettant à l'examen et à la discussion qu'on ouvre la voie pour l'avenir."
Jean-Baptiste André Godin

Sommaire

4.1 Mesures de contraintes 122
4.2 Analyse vibratoire 125
4.2.1 Profil POM_c 125
4.2.2 Profil inox 132
4.3 Analyse et discussion 138
4.3.1 Comparaison du comportement des profils 138
4.3.2 Masse ajoutée 139
4.3.3 Formes modales 142
4.3.4 Évolution des fréquences de poche dans le temps 144
4.4 Déformées statiques 146
4.5 Bilan 148

Préambule

Nous avons constaté que le comportement hydroélastique des profils varie en fonction des conditions d'écoulement. La dynamique structurelle du profil est contrôlée principalement par la portance, dont l'évolution agit sur les contraintes, sur les déformations et sur les fréquences propres des profils. Il convient donc d'étudier précisément le cas d'un écoulement cavitant, pour lequel les fluctuations de portance sont importantes du fait de la présence d'un fluide diphasique et de ses variations de masse volumique. On présente dans ce chapitre les principaux résultats des mesures de contraintes et de vibration obtenus sur le profil POM_c. Des mesures de vibrations sur le profil "rigide" en acier inoxydable sont également présentées. L'analyse portera principalement sur les évolutions des fréquences propres et des formes modales.

4.1 Mesures de contraintes

Des mesures de contraintes ont été réalisées en écoulement cavitant afin d'étudier l'évolution des contraintes subies par le profil lorsque la pression de l'écoulement diminue. Ainsi, l'incidence de l'hydrofoil était fixée à $\alpha = 8°$ et la vitesse de l'écoulement à $U = 5\ m.s^{-1}$. Quatre mesures successives ont été réalisées avec une pression décroissante. On rappelle que les nombres de cavitation correspondant ont été calculés selon :

$$\sigma = \frac{P_0 - P_v}{0.5\rho U^2} \tag{4.1}$$

avec P_0 la pression dans l'écoulement et P_v la pression de vapeur saturante de l'eau dans les conditions de l'écoulement. Quatre mesures ont été réalisées :

- $\sigma = 2{,}58$: écoulement non cavitant
- $\sigma = 2{,}22$: apparition de la cavitation
- $\sigma = 1{,}86$: cavitation établie avec poche oscillante
- $\sigma = 1{,}70$: cavitation plus développée, fréquence des oscillations plus faible

Les déformations moyennes $\varepsilon_{1,2,3}$ sont représentées sur la figure 4.1, les barres verticales sont déterminées par l'écart type associé aux mesures. On rappelle que ε_1 correspond aux déformations mesurées dans la direction de l'envergure, et ε_3 dans la direction de la corde.

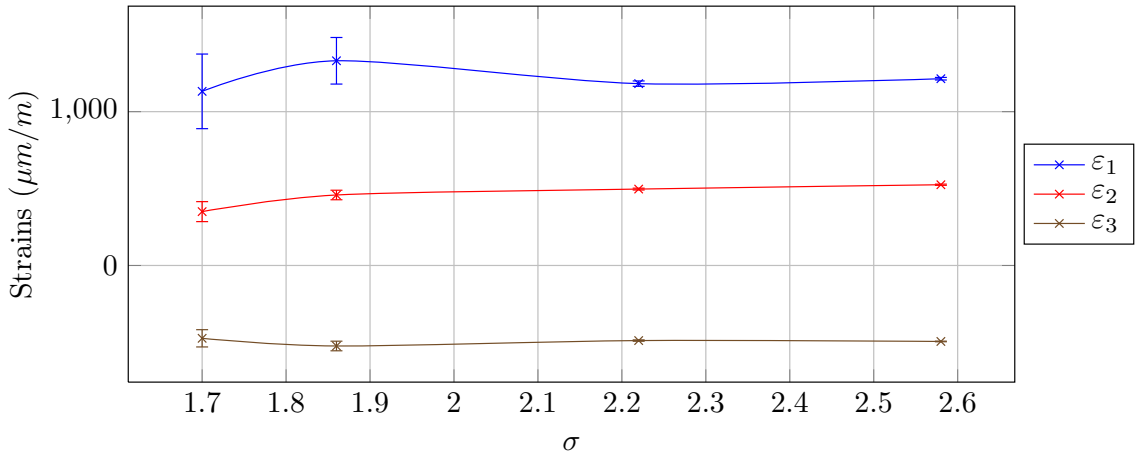


FIGURE 4.1 – Déformations moyennes mesurées sur le profil POM_c en fonction du nombre de cavitation. Les barres verticales représentent l'écart type

On observe dans un premier temps une légère diminution de la valeur moyenne des déformations ε_1 avec le nombre de cavitation. Les valeurs relevées sont inférieures aux valeurs observées à pression atmosphérique. Puis, quand la pression continue de décroître, ε_1 connaît un pic important avant de diminuer de nouveau. La valeur de ε_3 semble stable lorsque la pression diminue et que la cavitation commence à se développer ($\sigma = 2{,}58$ et $2{,}22$), puis diminue légèrement avant de croître pour $\sigma = 1{,}70$. Enfin, ε_2 décroît avec le nombre de cavitation.

Par ailleurs, on remarque que l'amplitude des fluctuations des signaux des jauges augmentent, en particulier pour ε_1. Ceci se répercute donc sur l'évolution des déformations et des contraintes principales, ainsi que sur la contrainte de Von Mises, représentées respectivement

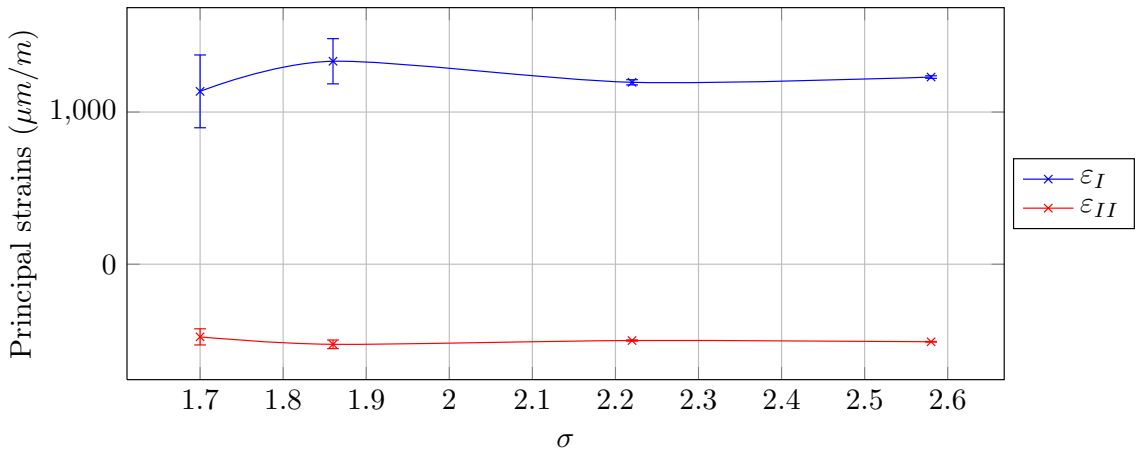


FIGURE 4.2 – Déformations principales moyennes en fonction du nombre de cavitation. Les barres verticales représentent l'écart type

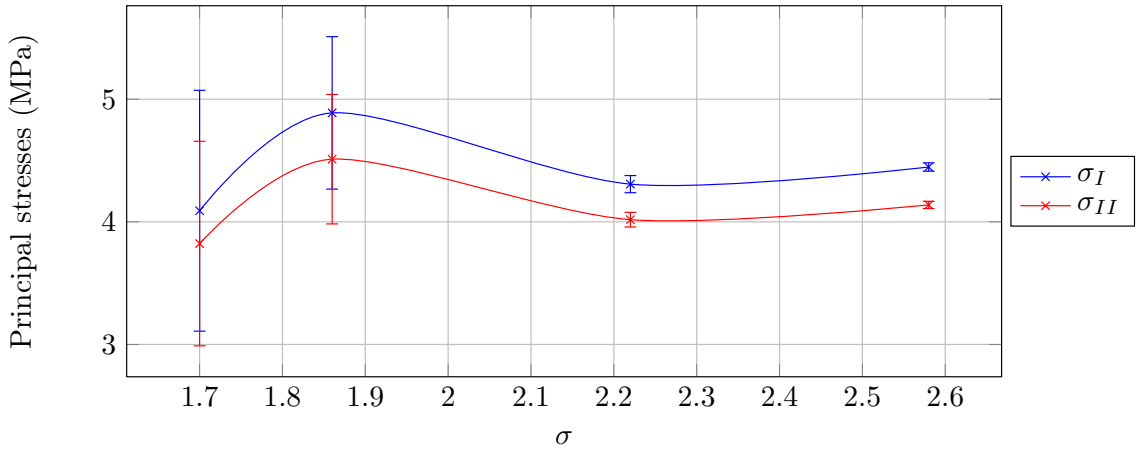


FIGURE 4.3 – Contraintes principales moyennes en fonction du nombre de cavitation. Les barres verticales représentent l'écart type

sur les figures 4.2 à 4.4.

D'autre part, en étudiant les signaux temporels des jauges, on note que l'augmentation de l'amplitude des fluctuations s'accompagne de variations de fréquence (Figure 4.5). La fréquence principale f_c de chaque signal est reportée dans le tableau 4.1. Ainsi, on retrouve pour $\sigma = 2{,}22$ une fréquence proche du mode de flexion, elle diminue légèrement pour $\sigma = 1{,}86$ avant de chuter pour $\sigma = 1{,}70$. Toutefois, on observe dans ce cas des variations secondaires de plus faible amplitude dont la fréquence est proche de 28 Hz, soit la valeur calculée pour les nombres de cavitation plus importants (Figure 4.5(d)).

σ	2,58	2,22	1,86	1,70
f_c (Hz)	$\oslash$	32,6	28,2	7,15

TABLE 4.1 – Fréquences principales mesurées sur les signaux temporels des jauges de contraintes

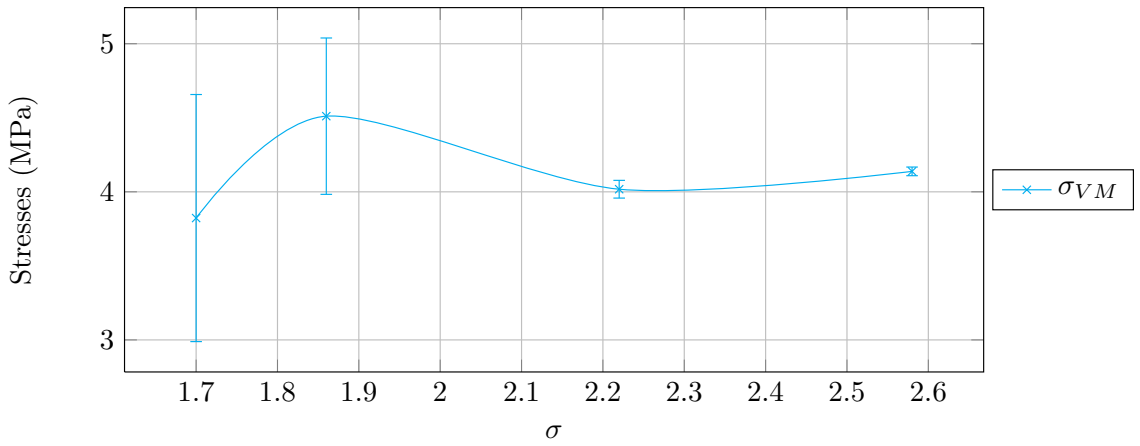
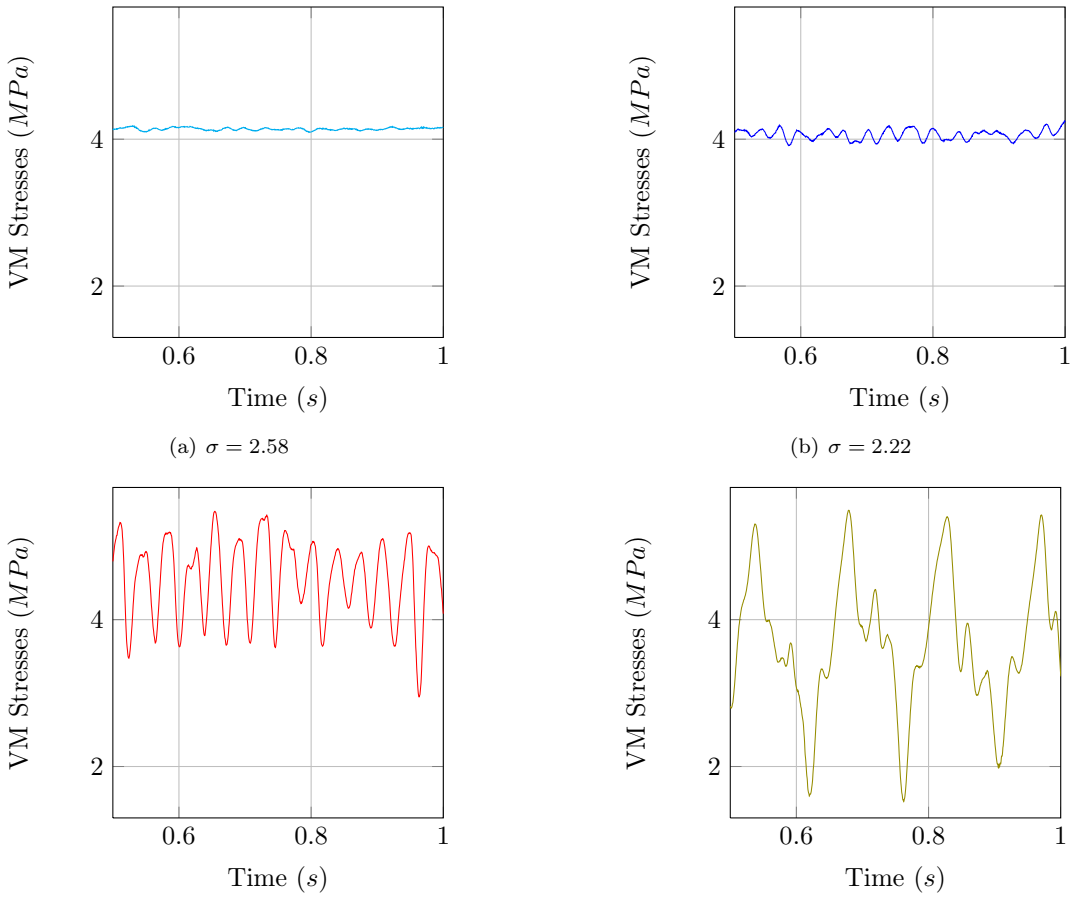


FIGURE 4.4 – Contraintes de Von Mises moyennes en fonction du nombre de cavitation. Les barres verticales représentent l'écart type



(a) $\sigma = 2.58$

(b) $\sigma = 2.22$

(c) $\sigma = 1.86$

(d) $\sigma = 1.70$

FIGURE 4.5 – Évolution temporelle de la contrainte de Von Mises en écoulement cavitant

Pour $\sigma = 1{,}86$ et $1{,}70$, les fréquences principales f_c sont en fait égales à la fréquence d'oscillation de la poche de cavitation. Ainsi, les déformations sont gouvernées par la flexion lorsque la cavitation n'est pas ou peu développée, puis la dynamique de la poche domine la dynamique des déformations.

4.2 Analyse vibratoire

4.2.1 Profil POM$_c$

Afin de compléter les observations réalisées précédemment, des mesures de vibration ont été menées sur le profil POM$_c$ en écoulement cavitant. Dans un premier temps, l'incidence est de 8° et la vitesse de l'écoulement vaut $U = 5\ m.s^{-1}$. Les spectres correspondant ont été tracés sur la figure 4.6, de même que le spectre en écoulement subcavitant pour information.

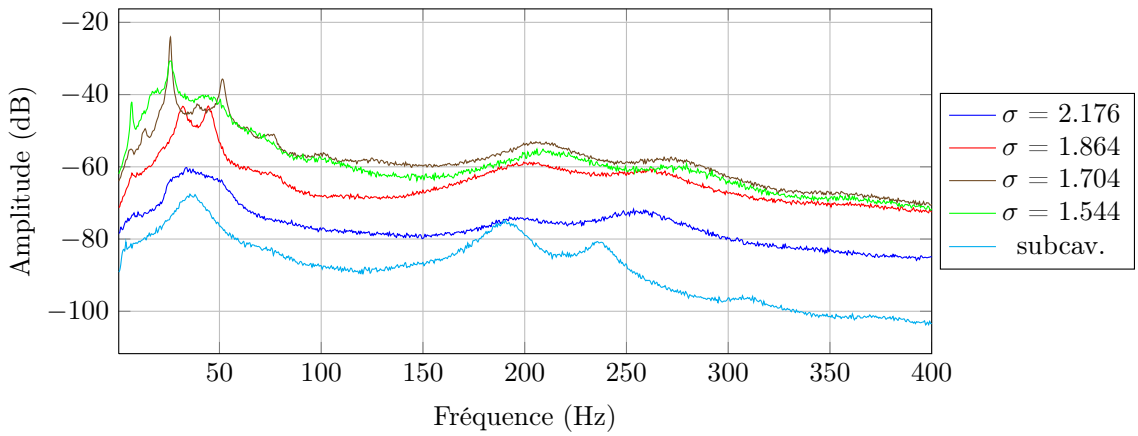


FIGURE 4.6 – Réponse vibratoire du profil POM$_c$ en écoulement cavitant, $U = 5\ m.s^{-1}$

On observe que les fréquences des deuxième et troisième modes (torsion et couplage flexion/torsion) augmentent lorsque le nombre de cavitation diminue. A l'inverse, la fréquence du mode de flexion tend à décroître avec la pression. Elle est d'abord similaire à la valeur mesurée en écoulement subcavitant, puis diminue légèrement quand $\sigma = 1{,}86$. Pour $\sigma = 1{,}70$, elle chute brutalement, et son harmonique apparait. De plus, un pic de faible fréquence se développe et devient plus important quand la pression diminue encore. Notons que les valeurs des fréquences apparaissant sur ces spectres correspondent aux fréquences relevées sur les transformées de Fourier des signaux des jauges de contraintes.

Pour étudier de plus près ce phénomène, de nouvelles mesures ont été réalisées, pour lesquelles la caméra rapide a été placée au dessus du profil afin d'étudier l'évolution de la poche de cavitation dans les conditions des mesures. L'incidence du profil a été fixée à 8°, puis à 10°, et la vitesse de l'écoulement à $U = 6\ m.s^{-1}$. Une plus grande plage de valeurs de nombre de cavitation a ainsi pu être balayée [1].

La figure 4.7 représente les spectres de vibration obtenus pour les mesures avec $\alpha = 8°$. Pour plus de lisibilité, les spectres sont tracés sur deux sous figures, toutefois la courbe correspondant au cas $\sigma = 1{,}63$ est représentée sur les deux figures pour faciliter les comparaison entre les spectres.

1. On note que les valeurs de -C$_{p,min}$ correspondant aux conditions expérimentales ont été calculées avec XFLR5 et valent respectivement 2,9 pour 8° et 4,1 pour 10°

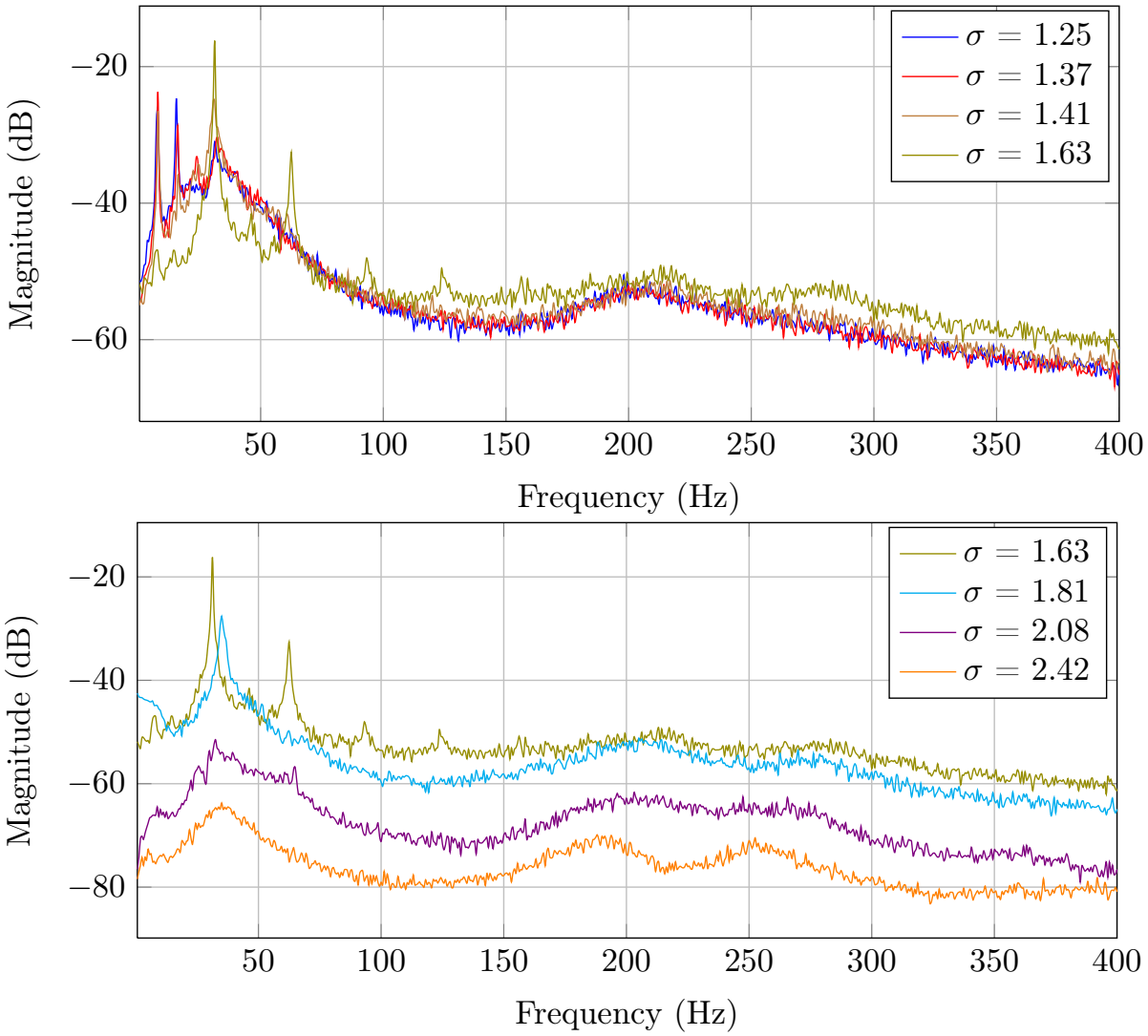


FIGURE 4.7 – Spectres du profil POM_c en écoulement cavitant, $\alpha = 8°$ et $U = 6\ m.s^{-1}$

On remarque que ces résultats sont cohérents avec les mesures réalisées à 5 $m.s^{-1}$ et permettent d'analyser le comportement du profil pour de plus petites valeurs de σ. Ainsi, on note une saturation du niveau des spectres à partir de $\sigma = 1{,}81$ et une perte des réponses modales : le mode de torsion s'étale de plus en plus et le troisième mode disparaît complètement pour $\sigma = 1{,}63$. Cette saturation marque la fin de la croissance de la fréquence du mode de torsion f_2, qui stagne à partir de $\sigma = 1{,}63$. Enfin, on observe une augmentation des vibrations et le développement de plusieurs pics à basse fréquence.

Analyse de la dynamique de la poche

L'évolution temporelle de la poche de cavitation est illustrée par les images de la caméra rapide répertoriées dans les tableaux 4.2 et 4.5 pour $\alpha = 8°$ et $10°$. On rappelle qu'une bande a été extraite sur chaque image enregistrée par la caméra rapide afin de reconstituer un signal temporel. Le traitement complet est détaillé au chapitre 2.8.2. L'annexe F répertorie tous les signaux en niveau de gris en fonction du temps.

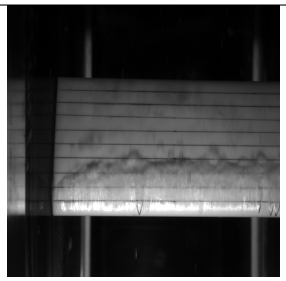
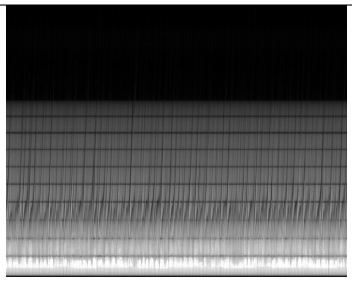
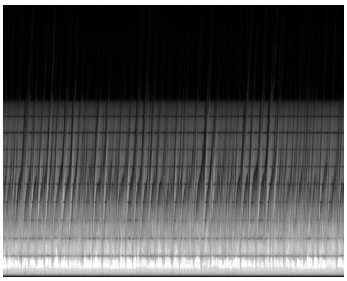
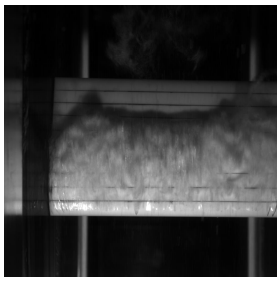
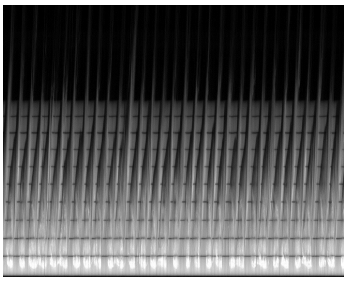
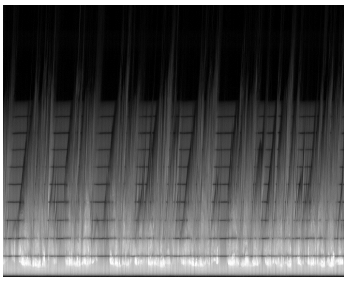
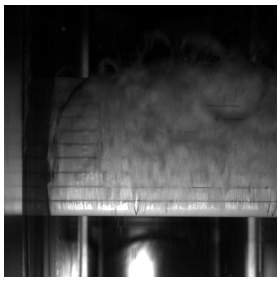
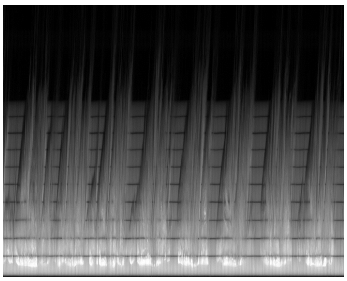
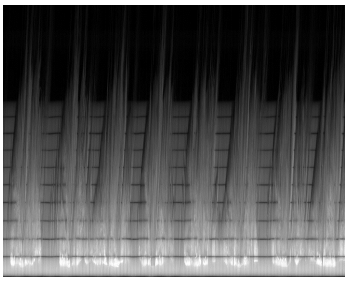
σ	l/c	Image caméra	Évolution au cours du temps
2,08	0,3-0,4		
1,81	0,3-0,6		
1,63	0-0,7		
1,41	0-1,2		
1,37	0-1,2		
1,25	0-1,3		

TABLE 4.2 – Évolution de la cavitation au-dessus du profil POM_c avec $\alpha = 8°$. Les signaux temporels ont une durée de 1 s. Notons que le bord d'attaque se trouve en bas de l'image.

Les spectres de vibration sont détaillés et comparés aux transformées de Fourier (FFT) des signaux temporels issus de la caméra rapide dans le tableau 4.3. Les FFTs représentées sont celles des signaux à $x_v = 0{,}2c$ mais la comparaison des FFTs des signaux à $x_v = 0{,}3c$ et $x_v = 0{,}5c$ est représentée en annexe F.

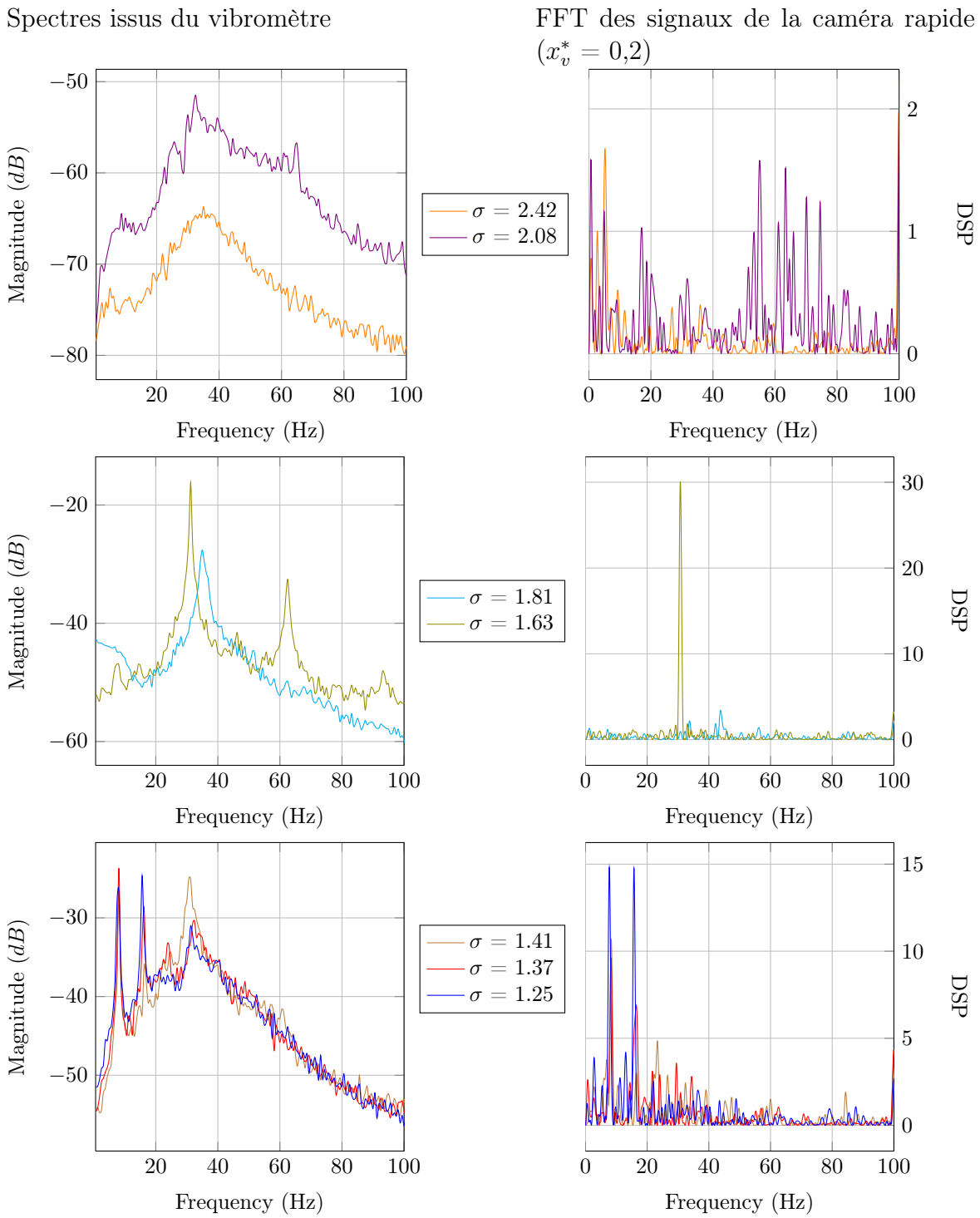


TABLE 4.3 – Spectres et FFT des signaux temporels issus de la caméra rapide pour le profil POM_c avec $\alpha = 8°$ et $U = 6\ m.s^{-1}$

En effet, on rappelle que plusieurs signaux ont été extraits des images de la caméra rapide (Chapitre 2.8.2) : on représente les signaux à $x_v^* = x_v/c = 0{,}2$ car la plus petite poche de cavitation mesurée atteint 20% de longueur de corde. Toutefois, certains phénomènes apparaissant pour des plus grandes poches nécessiteront l'analyse de signaux à $x_v^* = 0{,}3$ ou 0,5.

Pour $\alpha = 8°$, de petites poches apparaissent sur le profil pour $\sigma = 2{,}42$, elles sont alors créées par des imperfections à la surface du profil et mesurent au maximum 20% de la longueur de corde. Lorsque $\sigma = 2{,}08$, une poche de cavitation se développe clairement et sa longueur oscille entre $0{,}3c$ et $0{,}4c$ (Tableau 4.2). Toutefois aucune fréquence ne se distingue : on observe une multitude de pics entre 50 et 80 Hz. On remarque sur le spectre de vibration correspondant un étalement du pic de flexion sur un intervalle de fréquence similaire.

Pour $\sigma = 1{,}81$ la taille de la poche augmente, de même que les battements en fond de poche dont la taille oscille alors entre $0{,}3c$ et $0{,}6c$. Un pic à 44 Hz apparaît alors sur la FFT des signaux temporels, en particulier pour $x_v^* = 0{,}5c$. Le pic de flexion se dessine alors plus précisément et le niveau du spectre augmente.

Lorsque la pression diminue, le comportement de la poche se modifie : à partir de $\sigma = 1{,}63$, on n'observe plus de battements en fond de poche mais celle-ci grandit jusqu'à se détacher complètement. Elle est alors évacuée par l'écoulement, tandis qu'une nouvelle poche se forme au bord d'attaque. Dans cette situation, un pic à 32 Hz apparaît sur les images de la caméra pour toutes les valeurs de x_v^*, et son harmonique à 64 Hz ressort sur les FFT à $0{,}3c$ et $0{,}5c$.

La fréquence du premier mode propre passe de 35 à 31 Hz environ et on observe une augmentation importante du niveau associé à cette fréquence : en effet, l'amplitude du pic à 35 Hz pour $\sigma = 1{,}81$ vaut environ 0,04 $m.s^{-1}$, tandis que l'amplitude du pic à 30 Hz du spectre de $\sigma = 1{,}63$ vaut près de 0,16 $m.s^{-1}$, soit quatre fois plus, ce qui en fait la fréquence la plus forte observée pour toutes les pressions confondues (Figure 4.7). Les premières harmoniques de cette fréquence apparaissent également sur le spectre. On observe alors un phénomène de *lock-in* (ou coïncidence) entre la fréquence propre du profil et la fréquence d'oscillation de la poche, qui a pour conséquence principale d'augmenter les vibrations subies par le profil à cette fréquence.

Quand le nombre de cavitation diminue encore (à partir de $\sigma = 1{,}41$), un pic apparaît à $f = 8$ Hz à la fois sur les spectres et sur les transformées de Fourier des signaux de la caméra rapide. Ces premières harmoniques sont d'abord faibles, bien qu'il semble y avoir une interaction avec le pic à 31 Hz du fait de sa proximité avec la troisième harmonique. Mais lorsque la pression diminue, le pic à 8 Hz et ses harmoniques se renforcent et le pic de flexion est moins énergétique.

Cette basse fréquence correspond à la fréquence d'oscillation de la poche de cavitation : celle-ci grandit de 0 à 120% de la longueur de corde, voire au-delà, avant de se détacher du profil. On a alors affaire à de la super cavitation, et elle domine la dynamique du profil.

Notons qu'un pic à 16 Hz est également fort sur la FFT à $0{,}2c$ mais devient moins fort pour $x_v^* = 0{,}3c$ ou $0{,}5c$: des oscillations deux fois plus rapides ont donc lieu près du bord d'attaque, mais disparaissent quand la poche est plus développée.

On observe les mêmes phénomènes avec $\alpha = 10°$. Les spectres correspondant à ces mesures sont représentés sur la figure 4.8. Ils sont détaillés et comparés à la transformée de Fourier des signaux temporels issus des images de la caméra rapide dans le tableau 4.4.

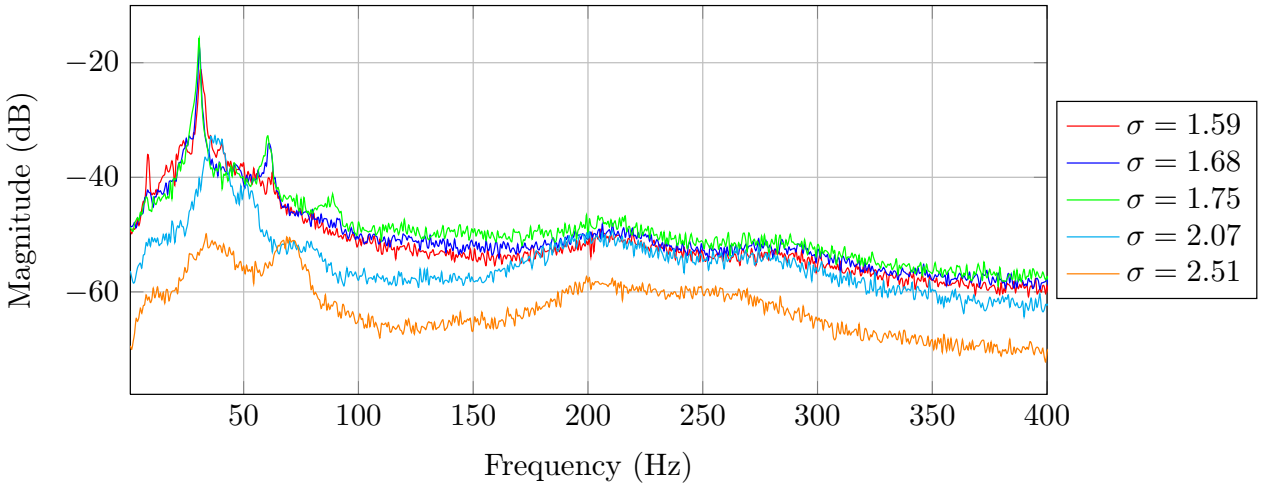


FIGURE 4.8 – Spectres de vibration du profil POM$_c$ pour différents σ, $\alpha = 10°$ et $U = 6$ $m.s^{-1}$

Notons que suite à un problème technique, il n'y a pas d'image de la caméra rapide pour $\sigma = 1{,}68$.

Pour $\sigma = 2{,}51$ et $\sigma = 2{,}07$, la cavitation forme une poche qui oscille respectivement entre 30 et 40%, et entre 20 et 80% de longueur de corde. La fréquence d'oscillation qui ressort de l'analyse des images de la caméra rapide est d'abord de l'ordre de 68 Hz et correspond au second pic visible sur le spectre de la figure 4.8, puis elle chute à 40 Hz. Une interaction a lieu avec la fréquence de flexion du profil, ce qui résulte en un étalement et une augmentation du niveau de ce pic.

Lorsque la pression dans l'écoulement diminue, on observe un allongement de la poche jusqu'au détachement. La fréquence associée à la cavitation vaut alors approximativement 32 Hz pour $\sigma = 1{,}75$, ce qui amène à un *lock-in* entre les fréquences de flexion du profil et d'oscillation de la poche. Ainsi, le niveau du pic à 30 Hz augmente brutalement, et les deux premiers harmoniques apparaissent : ils ressortent également sur les FFT des signaux de la caméra. Le premier harmonique est encore visible pour $\sigma = 1{,}68$, mais diminue fortement lorsque la pression diminue. Le spectre pour $\sigma = 1{,}59$ montre que le niveau du pic à 30 Hz est divisé par deux par rapport à $\sigma = 1{,}75$, et un pic à 8 Hz apparaît. Toutefois, les transformées de Fourier des signaux issus de la caméra rapide montrent que la fréquence à 32 Hz est encore dominante, ce qui signifie que l'on se situe à une charnière pour le phénomène de lock-in, qui tend à disparaître.

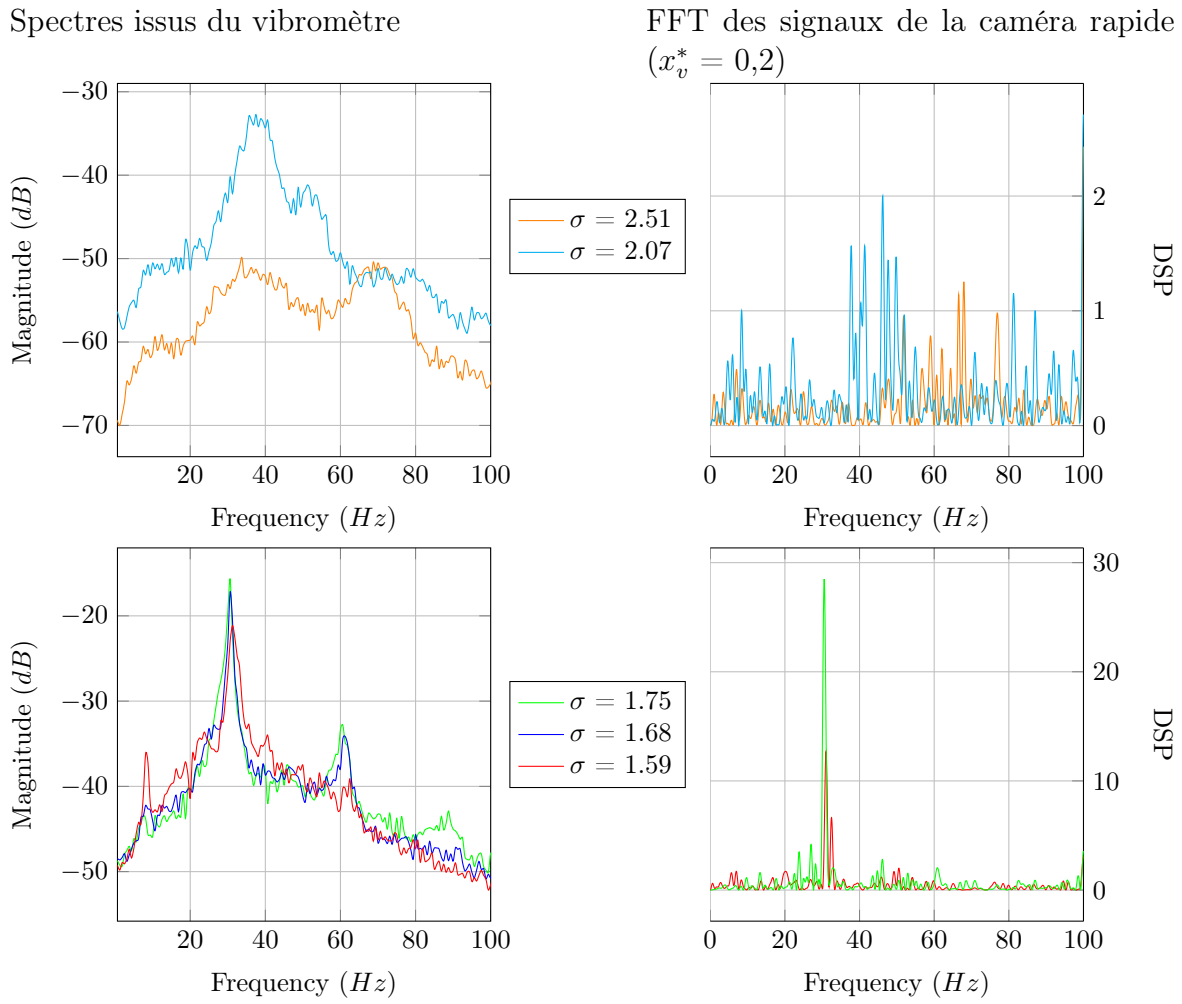


TABLE 4.4 – Spectres de vibration et FFT des signaux temporels issus de la caméra rapide pour le profil POM_c avec $\alpha = 10°$ et $U = 6\ m.s^{-1}$

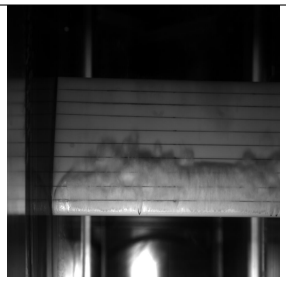
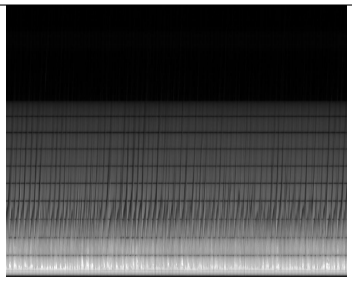
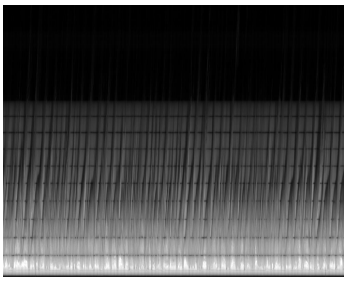
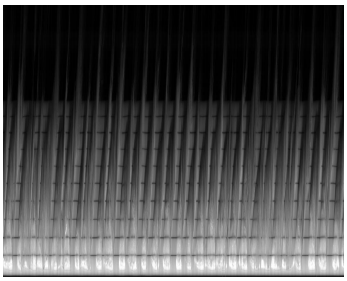
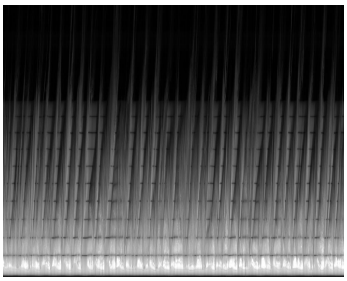
σ	l/c	Image caméra	Évolution au cours du temps
2,51	0,3-0,4		
2,07	0,2-0,8		
1,75	0-0,8		
1,59	0-0,8		

TABLE 4.5 – Évolution de la cavitation au-dessus du profil POM_c avec $\alpha = 10°$. Les signaux temporels ont une durée de 1 s. Notons que le bord d'attaque se trouve en bas de l'image.

4.2.2 Profil inox

Nous nous sommes alors intéressés à l'évolution de la réponse vibratoire du profil en acier inoxydable dans un écoulement cavitant. Les mesures ont été réalisées pour $\alpha = 8°$ et $U = 6$ $m.s^{-1}$. Les résultats sont présentés sur la figure 4.9, la courbe "wetted" correspond au spectre en écoulement subcavivant et $\sigma = 2{,}64$ correspond à l'apparition de la cavitation.

Le tableau 4.6 montre les signaux temporels issus des images de la caméra rapide, tandis que le tableau 4.7 indique les FFT correspondantes et les met en parallèle des spectres mesurés avec le vibromètre.

Pour un nombre de cavitation compris entre $\sigma = 2{,}64$ et $\sigma = 1{,}58$, on observe des pics

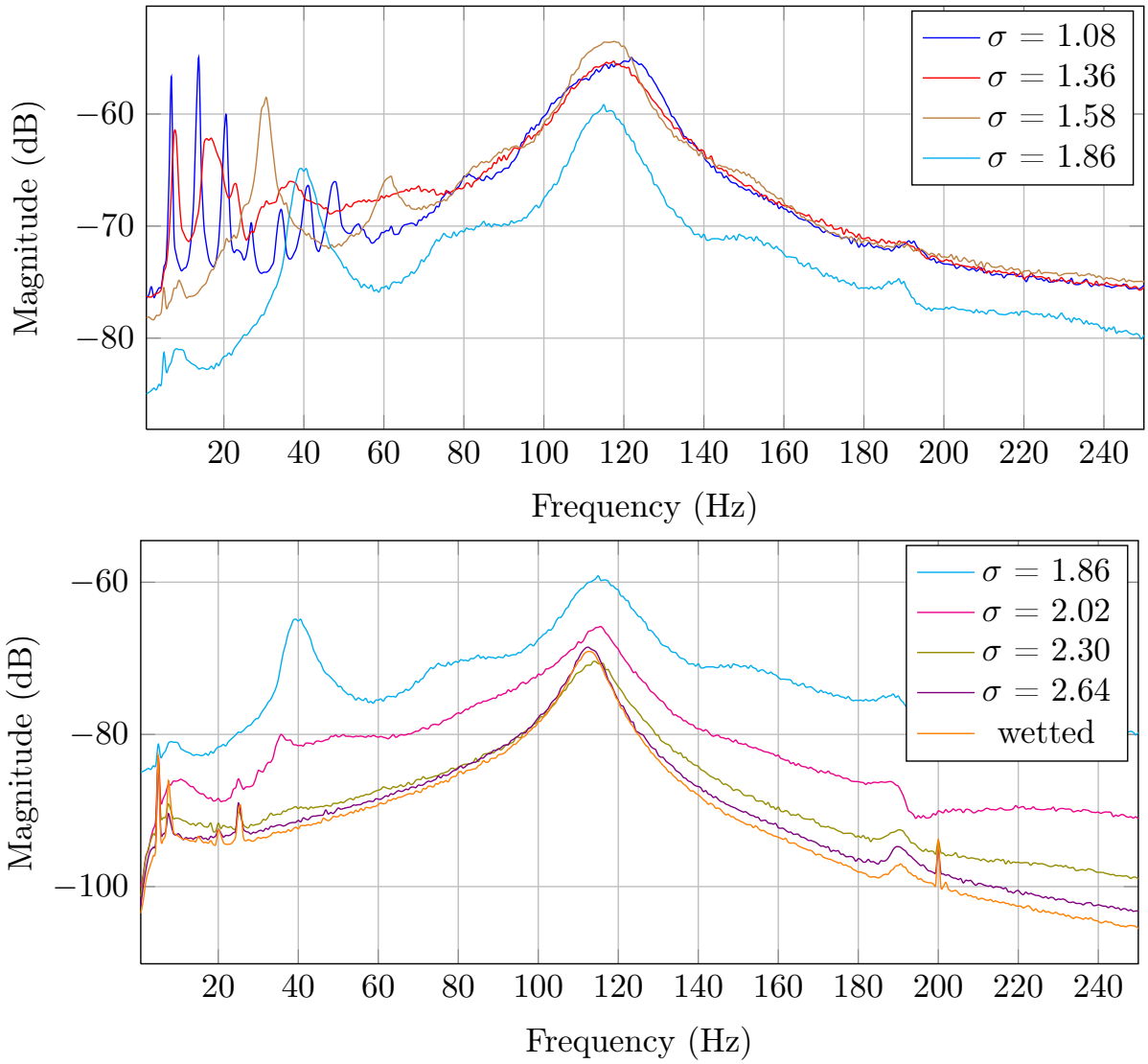


FIGURE 4.9 – Spectres de vibration du profil en inox en écoulement cavitant, $\alpha = 8°$ et $U = 6\ m.s^{-1}$

à basse fréquence, déjà visibles sur les spectres en écoulement subcavitant. Pour $\sigma = 2{,}64$, la cavitation se développe à partir d'irrégularités sur la surface du profil. Elle grandit pour $\sigma = 2{,}30$, sa longueur vaut alors environ $0{,}2c$. La poche de cavitation se développe encore pour $\sigma = 2{,}02$: elle atteint alors $0{,}4c$ et sa taille ne fluctue que très peu. Aussi, aucune fréquence ne se distingue sur les FFT des signaux temporels issus de la caméra.

Un pic à $f_0 = 40\ Hz$ apparaît pour $\sigma = 1{,}86$. Celui-ci correspond à la fréquence d'oscillation de la poche, dont la taille varie de $0{,}2c$ à $0{,}5c$ et ressort également sur le spectre du vibromètre.

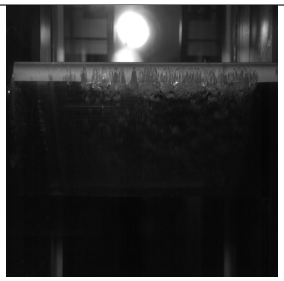
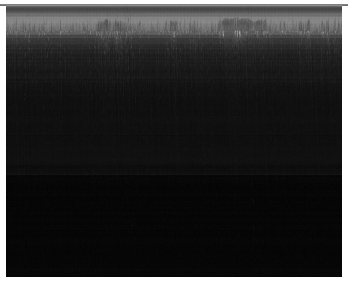
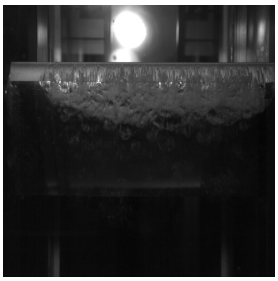
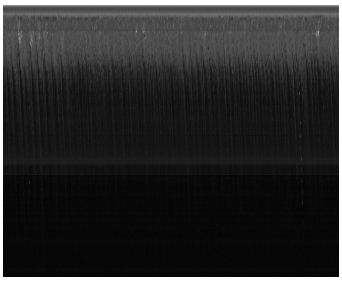
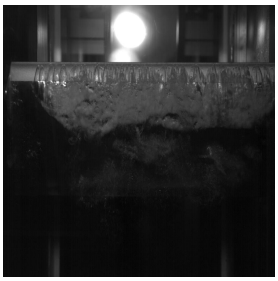
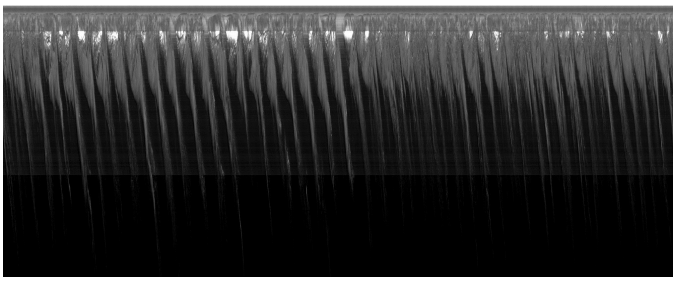
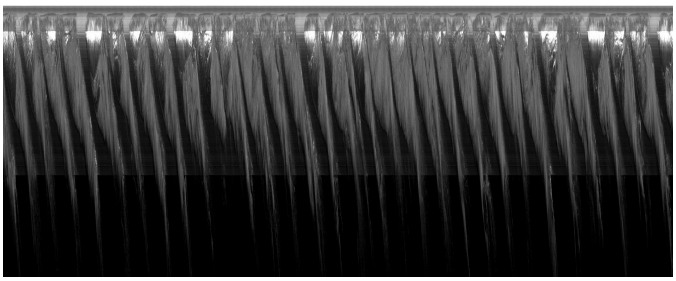
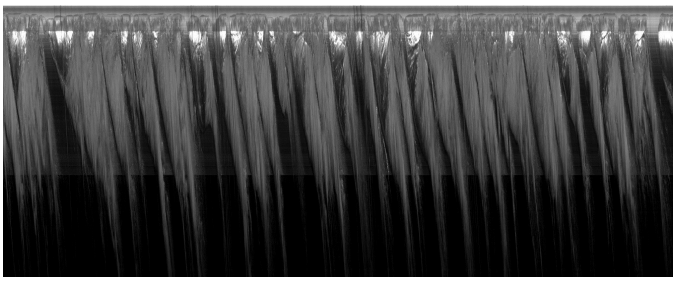
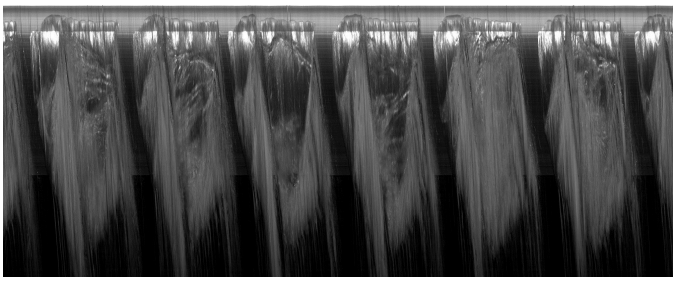
σ	l/c	Image caméra	Évolution au cours du temps
2,30	0,2		
2,02	0,3-0,4		
1,86	0-0,5		
1,58	0-0,8		
1,36	0-1		
1,08	0-1,5		

TABLE 4.6 – Évolution de la cavitation au-dessus du profil en acier inoxydable. Les signaux temporels ont une durée de 1 s. Notons que le bord d'attaque se trouve en haut de l'image.

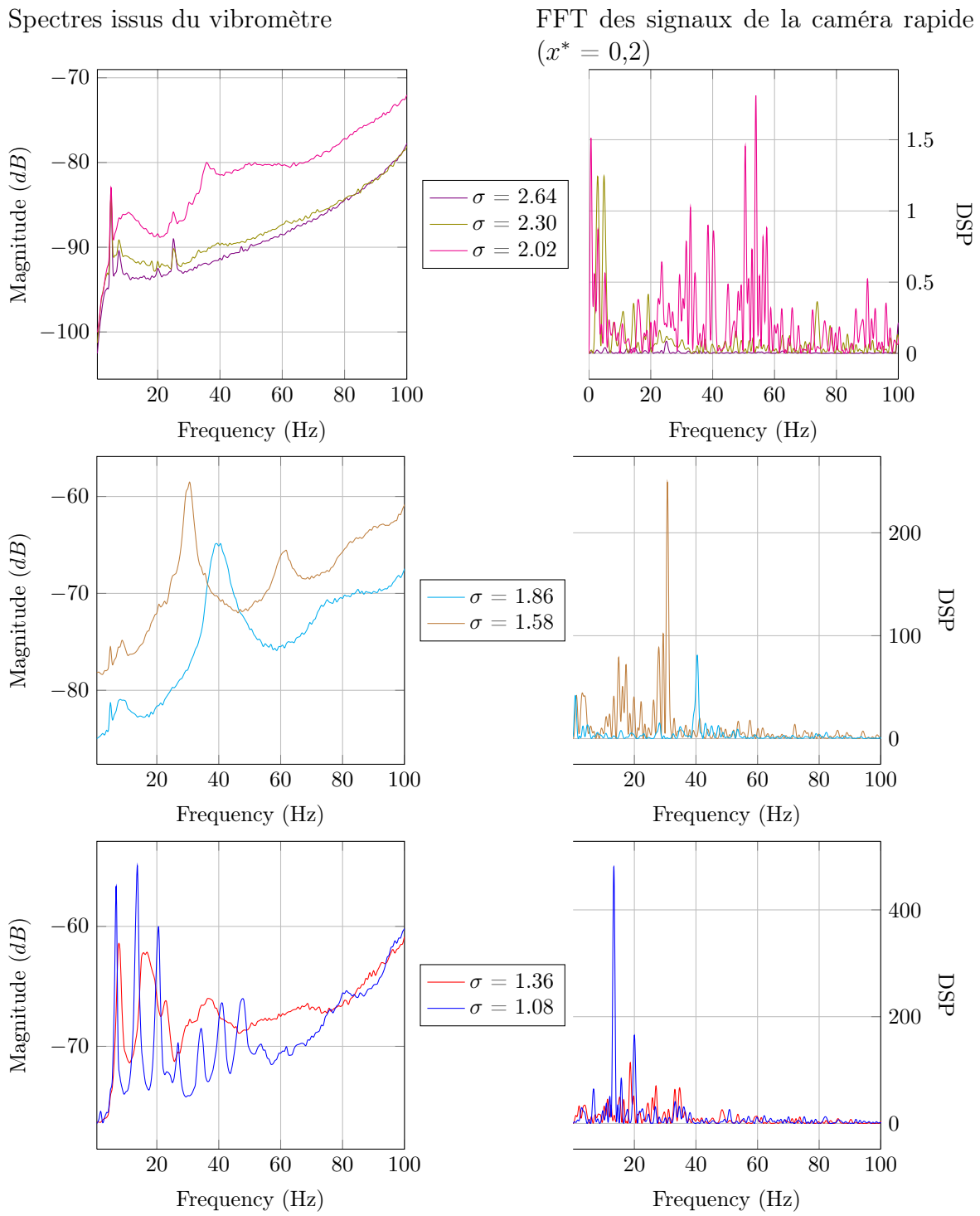


TABLE 4.7 – Spectres de vibration et FFT des signaux temporels issus de la caméra rapide pour le profil inox avec $\alpha = 8°$ et $U = 6\ m.s^{-1}$

Pour $\sigma = 1{,}58$, la poche oscille entre 0 et $0{,}7c$ à une fréquence de 32 Hz. On observe ainsi une diminution de la fréquence f_0, et son harmonique apparaît plus clairement sur le spectre. D'autre part, un pic à basse fréquence qui est très large pour $\sigma = 2{,}02$ semble s'affiner quand la pression diminue, et fait ressortir la fréquence 8,75 Hz sur les spectres. Celui-ci n'apparaît toutefois pas sur les FFT des signaux de la caméra, de même que l'harmonique de f_0.

Cette basse fréquence s'amplifie lorsque la pression diminue et son harmonique apparaît vers 18 Hz. Ainsi, pour $\sigma = 1{,}36$, ils deviennent plus forts que le pic à 30 Hz qui semble se résorber. Il est ainsi difficile de déterminer une fréquence d'oscillation f_0 de la poche d'après les images de la caméra : sur les FFT des signaux, on observe deux fréquences selon la position x_v^*. En effet, un pic à $\simeq 19$ Hz est le plus énergétique à $0{,}2c$, mais il est entouré d'une multitude de pics qui semblent être ses harmoniques. À $0{,}3c$, il n'y a plus aucune fréquence qui se distingue, tandis qu'un pic à $\simeq 9$ Hz ressort à $0{,}5c$ (Figure 4.10).

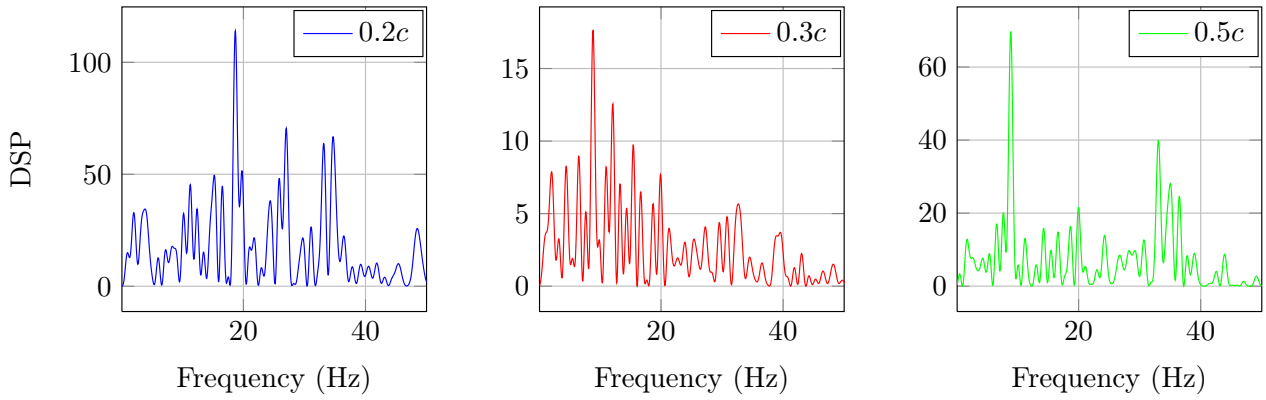


FIGURE 4.10 – Transformées de Fourier des signaux temporels de la dynamique de poche de cavitation pour $\sigma = 1{,}36$

Enfin, pour $\sigma = 1{,}08$, on note la présence d'un pic à 6,9 Hz et de ses sept premières harmoniques, les deux premières étant du même niveau que le pic principal. Cette fréquence semble correspondre à la fréquence d'oscillation de la poche, toutefois le pic principal des transformées de Fourier se situe à $\simeq 13$ Hz. On observe en effet que l'évolution de la poche se fait en deux temps : une période correspondant à la fréquence principale de la poche est tracée en jaune sur la figure 4.11, tandis que la fréquence secondaire apparaît en bleu.

Par ailleurs, on observe que le pic associé au mode de flexion du profil est dans un premier temps net et laisse apparaître une fréquence bien définie (Figure 4.12), puis il s'élargit tandis que son niveau augmente avec la décroissance de σ. À partir de $\sigma = 1{,}36$, le niveau du pic sature. Ceci correspond au moment où la fréquence d'oscillation de la poche chute à approximativement 8 Hz. Notons que l'étude de spectres ponctuels dans ces conditions d'écoulement laisse apparaître une vingtaine d'harmoniques, dont certaines interagissent avec le pic de flexion, ce qui explique l'élargissement de celui-ci.

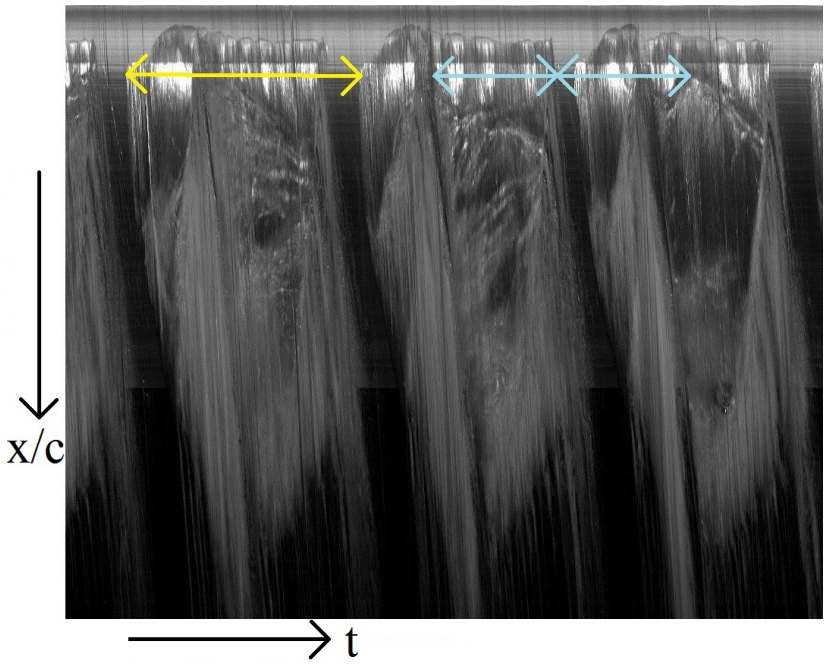


FIGURE 4.11 – Périodes principale et secondaire d'évolution de la poche avec $\sigma = 1{,}08$

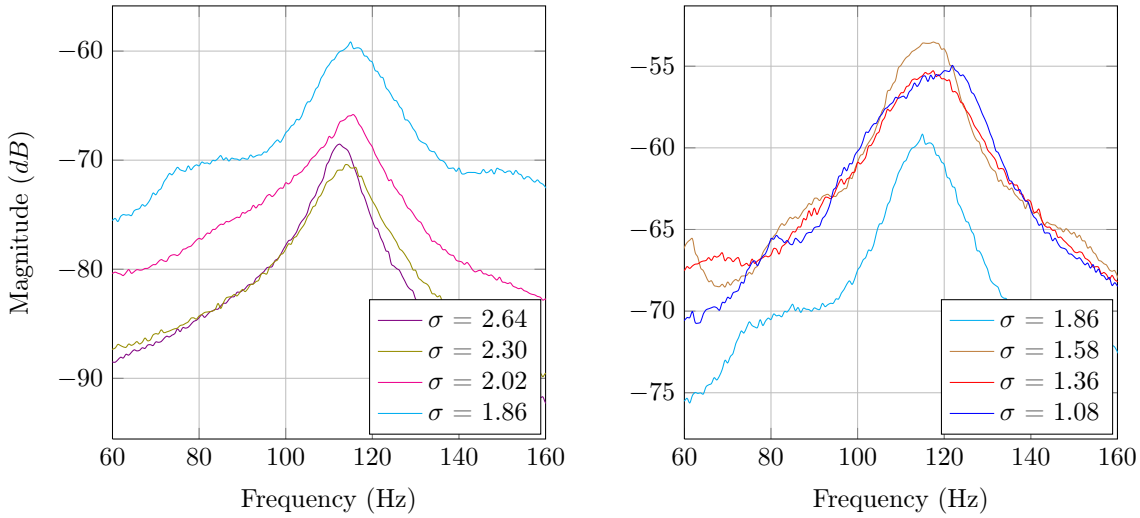
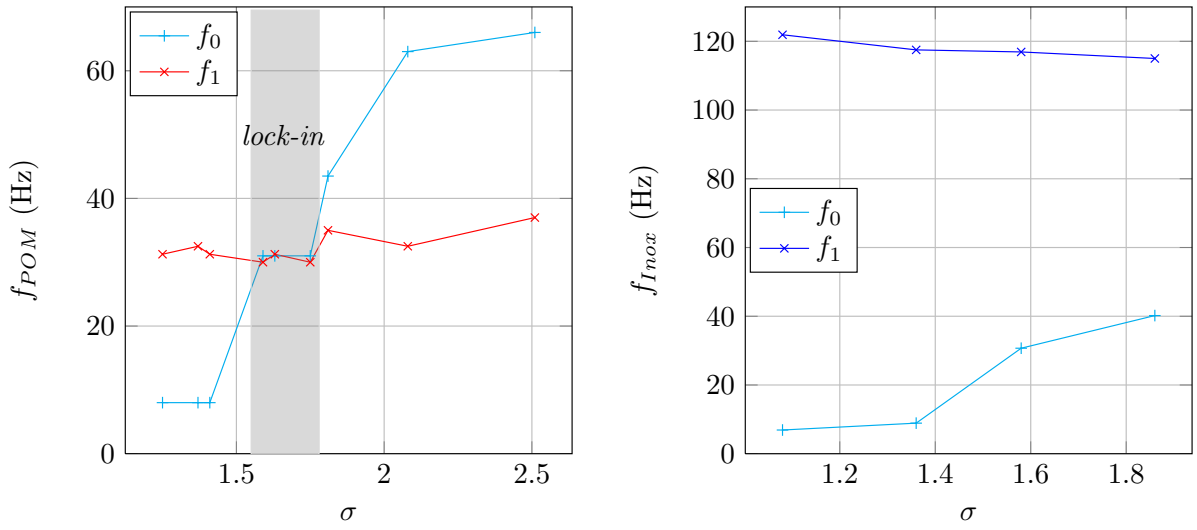


FIGURE 4.12 – Évolution du pic de flexion du profil inox en écoulement cavitant

4.3 Analyse et discussion

4.3.1 Comparaison du comportement des profils

La réponse structurelle des profils et l'évolution de leurs fréquences propres sont donc conditionnées par la cavitation : la dynamique de la poche détermine la réponse vibratoire du profil. Ainsi pour le profil en acier inoxydable, on note une augmentation de la fréquence du mode de flexion (Figure 4.13(b)), qui recoupe les observations faites par La Torre [33] sur un profil NACA 0009 en aluminium. Toutefois, les fréquences propres des structures diminuent lorsque leur masse volumique augmente et leur module d'Young diminue. Lorsqu'elles deviennent suffisamment petites, elles interagissent avec la fréquence d'oscillation de la poche de cavitation. Le *lock-in* qui se produit alors conduit à une stagnation, voire une diminution de la fréquence de flexion du profil. C'est le cas du profil en POM (Figure 4.13(a)). Ces variations de fréquence peuvent être interprétées comme une fluctuation de la masse ajoutée des profils, toutefois l'hypothèse d'une raideur ajoutée ne peut pas être négligée.



(a) POM (b) Inox

FIGURE 4.13 – Évolution des fréquences propres de flexion f_1 des profils et de la fréquence d'oscillation f_0 de la poche en écoulement cavitant

On retrouve donc un comportement similaire à celui observé en écoulement sub-cavitant avec $\alpha = 17°$: il semble que, lorsque un phénomène lié à la l'écoulement (détachement tourbillonnaire ou oscillation de la poche de cavitation) devient important, la dynamique du profil est contrôlée par ce phénomène. Ceci entraîne une diminution de la fréquence propre du mode de flexion du profil. Si celle-ci est du même ordre de grandeur que la fréquence f_0 liée à l'écoulement, comme c'est le cas pour le POM$_c$, alors un *lock-in* se met en place entre les deux fréquences.

Notons que les fréquences d'oscillation de la poche de cavitation sont similaires pour les deux profils, excepté dans la zone de *lock-in* de la fréquence de flexion du profil en POM et de la fréquence d'oscillation de la poche, soit entre $\sigma = 1{,}59$ et $\sigma = 1{,}75$ (Figure 4.14). Ainsi, la déformation du profil en POM n'influence pas l'évolution de la cavitation.

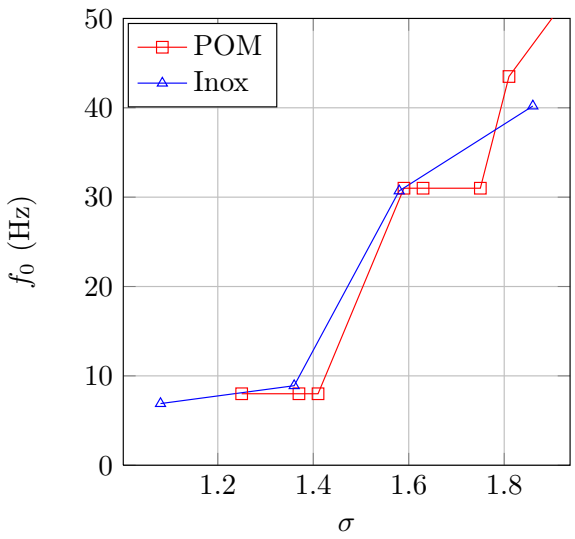


FIGURE 4.14 – Évolution des fréquences d'oscillation de la poche de cavitation des profils inox et POM

4.3.2 Masse ajoutée

On rappelle que les interactions entre le fluide et le profil peuvent se résumer à l'ajout d'un amortissement et d'une masse aux équations du mouvement de la structure. Cette masse ajoutée peut être calculée d'après le rapport des fréquences propres de la structure dans le vide et dans le fluide par l'équation suivante :

$$\frac{f_{i,fluide}}{f_{i,vide}} = \frac{1}{\sqrt{1+\frac{M_{a,i}}{m_i}}} \tag{4.2}$$

avec m_i la masse modale associée au i^{eme} mode, celle associée au mode de flexion étant égale à la masse du profil, et $M_{a,i}$ la masse ajoutée. Toutefois, dans le cadre de cette thèse, le fluide de référence n'est pas le vide mais l'air. Le coefficient de masse est le rapport entre la masse ajoutée et la masse modale qui vaut donc :

$$C_{M,i} = \left[\left(\frac{f_{i,air}}{f_{i,eau}}\right)^2 - 1\right] \tag{4.3}$$

D'autre part, la masse ajoutée associée au mode de flexion peut être approchée selon trois formules définies au chapitre 2.10.3 :

1. la plaque plane fixée en porte-à-faux, selon Lindholm et al. [72]

$$M_a = \frac{\pi}{4}\rho s c^2$$

2. une plaque mince extrudée

$$M_a = \gamma_f \frac{\pi}{4}\rho s c^2$$

3. une plaque de section rectangulaire non mince

$$M_a = \gamma_f \beta_f \frac{\pi}{4}\rho s c^2$$

où β_f et γ_f dépendent des dimensions de la structure, ici $\beta_f = 1,17$ et $\gamma_f = 0,7456$. Les résultats de ces trois formules étant assez proches, on se contentera dans la suite de la plaque fixée en porte-à-faux, puisqu'il s'agit de la seule formule qui prend en compte l'encastrement de la plaque.

La masse ajoutée d'une structure dépend donc de la masse volumique du fluide dans lequel elle est plongée. Or, en écoulement cavitant, celle-ci varie rapidement et l'amplitude de ces fluctuations est importante : la masse volumique la vapeur d'eau est en effet de l'ordre de 0,6 $kg.m^{-3}$ à 1 bar, elle est donc 1672 fois plus faible que la masse volumique de l'eau liquide, et ce rapport augmente quand la pression diminue. Ces fluctuations vont se répercuter sur les contraintes subies par le profil. Il est donc important de déterminer l'influence de la masse ajoutée sur le profil pour éviter une fatigue prématurée de la structure.

Toutefois il faut noter que la poche de cavitation n'est pas composée uniquement de vapeur mais d'un mélange de gaz et de liquide. La Torre [33] a ainsi distingué plusieurs régions dans le fluide :
- la région "transparente" composée de 80% de vapeur (en bleu sur la figure 4.15)
- la région "nuageuse" composée de 30% de vapeur (en vert)
- la région "liquide" sans poche (en noir)

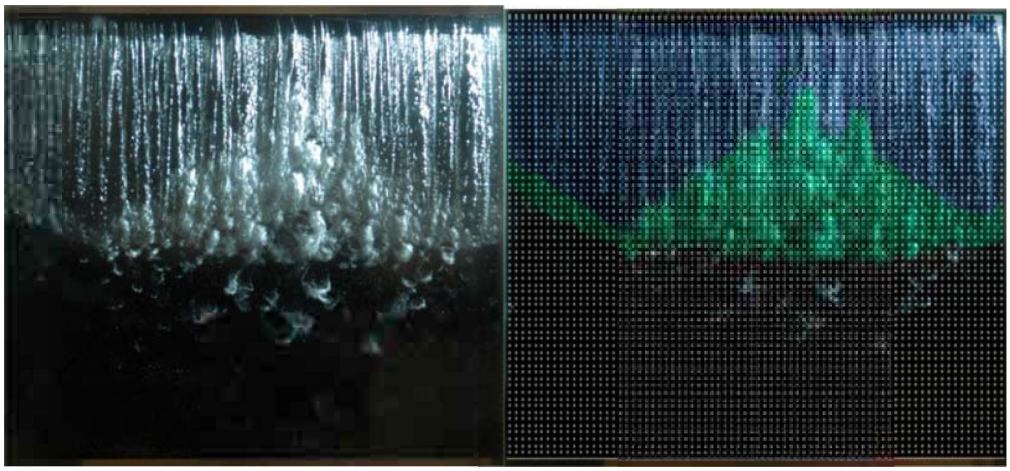


FIGURE 4.15 – Décomposition de la poche en régions de différentes masses volumiques par La Torre [33]

Cependant, l'identification de ces régions apparaît difficile dans le cas de régimes instationnaires. Dans la suite, on calcule à la fois :
- la masse ajoutée théorique minimale en supposant que toute la poche est composée de 80% de vapeur
- la masse ajoutée théorique maximale en considérant la poche composée de 30% de vapeur

La masse volumique de la vapeur d'eau ρ_{vap} évolue quasi linéairement en fonction de la pression (Figure 4.16(a)). On peut donc tracer la masse volumique de la mixture qui compose la poche en fonction de la taille de celle-ci selon les équations :

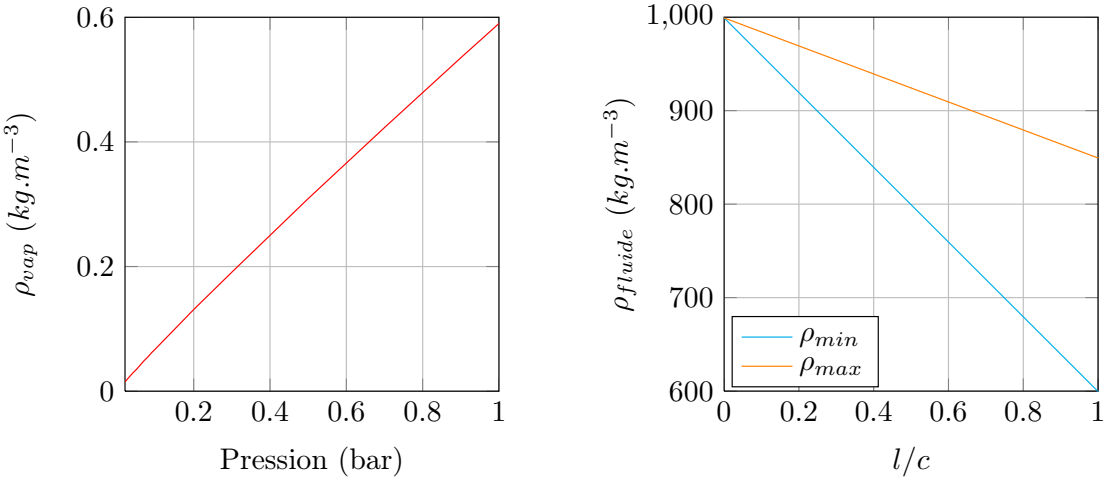
$$\rho_{poche,min} = 0.8\rho_{vap} + 0.2\rho_{liq} \tag{4.4}$$

$$\rho_{poche,max} = 0.3\rho_{vap} + 0.7\rho_{liq} \tag{4.5}$$

La longueur maximale l de la poche de cavitation de chaque cas étudié est connue en fonction de la pression grâce aux images de la caméra rapide. Cependant, la poche ne recouvre qu'un côté du profil. La masse volumique moyenne du fluide qui entoure la structure est donc calculée par :

$$\rho_{fluide} = \frac{l}{2c}\rho_{poche} + \left(1 - \frac{l}{2c}\right)\rho_{liq} \tag{4.6}$$

Notons que lorsque la poche dépasse le profil, on considère $l = 1$ dans le calcul de la masse volumique du fluide. Le résultat est représenté sur la figure 4.16(b) avec la masse volumique de l'eau liquide fixée à 999,19 $kg.m^{-3}$, soit sa valeur pour une température de 15°C.



(a) Masse volumique de la vapeur d'eau en fonction de la pression

(b) Masse volumique de la poche de cavitation en fonction de sa longueur

FIGURE 4.16 – Détermination de la masse volumique de la poche de cavitation

On trace les coefficients de masse C_M pour les profils en POM et en acier inoxydable, comparés à la théorie de Lindholm et al. sur la figure 4.17.

On note que la masse ajoutée théorique diminue quand la taille de la poche augmente du fait de la diminution de la masse volumique du fluide, quelle que soit la formule utilisée.

Le coefficient de masse du profil en acier inoxydable décroît également, mais la décroissance ralentit quand la poche dépasse la mi-corde, la pente correspond alors à celle observée pour la plaque avec un fluide de masse volumique ρ_{max}. On remarque que la masse ajoutée diminue pour $\sigma = 1{,}08$ par rapport $\sigma = 1{,}36$: ceci est dû au fait que la surface du profil recouvert de vapeur ne varie pas alors que la pression du fluide (et donc sa masse volumique) diminue.

Ce même phénomène apparaît sur le profil POM_c entre $\sigma = 1{,}37$ et $\sigma = 1{,}25$. Toutefois, contrairement au profil inox, la masse ajoutée tend à augmenter du fait de la diminution de la fréquence propre, excepté pour le point qui correspond à $\sigma = 1{,}81$.

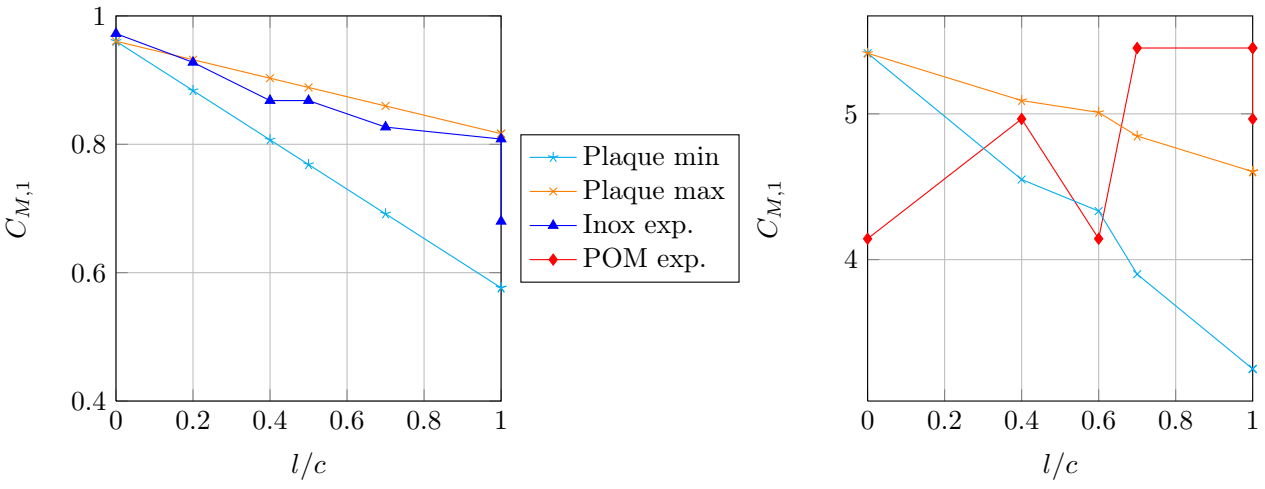


FIGURE 4.17 – Évolution des coefficients de masse des profils inox et POM$_c$ en fonction de la longueur de poche de cavitation et comparaison avec la théorie

Il apparaît donc que la flexibilité du profil rend son comportement plus facilement dépendant à la cavitation, ce qui entraîne un verrouillage de la fréquence de flexion sur la fréquence d'oscillation de la poche de cavitation, et par conséquent une augmentation de la masse ajoutée.

De plus, on remarque que la masse ajoutée est de l'ordre de la masse du profil pour l'acier inoxydable, tandis qu'elle est quatre à cinq fois supérieure pour le POM. Toutefois, les masses ajoutées sont du même ordre de grandeur (Figure 4.18).

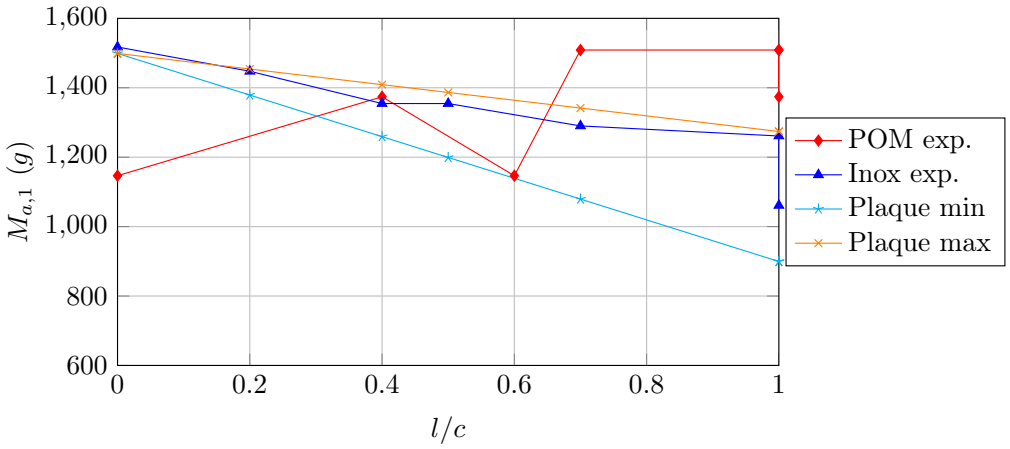
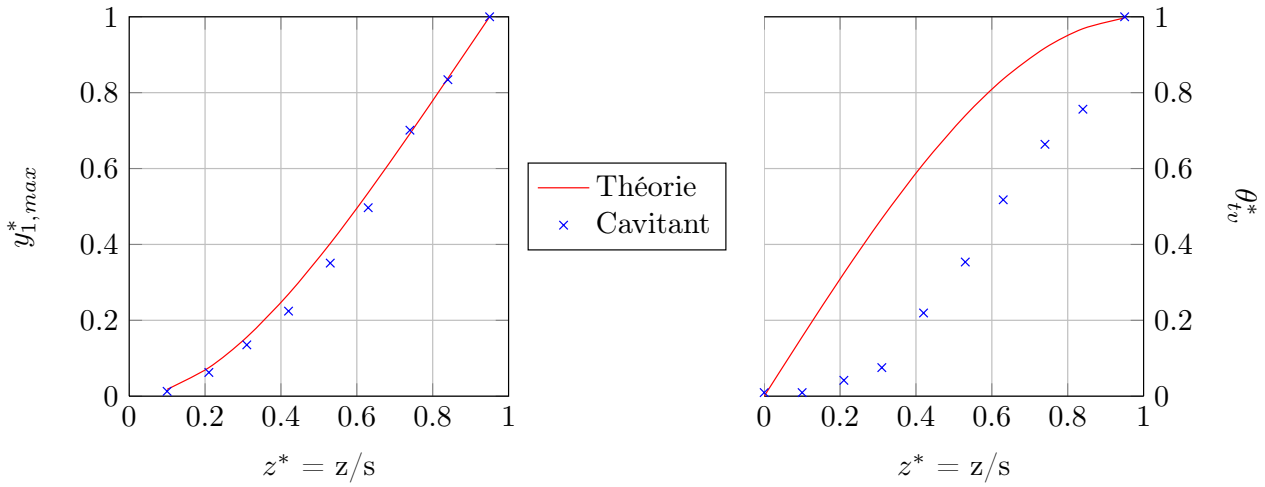


FIGURE 4.18 – Évolution de la masse ajoutée en fonction de la longueur de poche de cavitation, comparaison des valeurs expérimentales et théoriques

4.3.3 Formes modales

La pression fluctuant au sein de la veine au cours des mesures, il est difficile de réaliser un scan complet du profil tel que les conditions de l'écoulement soient identiques pour tous les

points de mesure. Toutefois, un test a été réalisé avec un maillage réduit afin d'analyser les formes modales du profil POM$_c$ en écoulement. Celles-ci sont représentées sur la figure 4.19. Dans cette configuration, l'incidence vaut $\alpha = 8°$, la vitesse de l'écoulement $U = 6\ m.s^{-1}$ et le nombre de cavitation $\sigma = 2{,}65$, ce qui correspond à l'apparition de la cavitation sur le profil.



(a) Bending (b) Twisting

FIGURE 4.19 – Formes modales du profil POM$_c$ en écoulement cavitant ($\alpha = 8°$, $U = 6\ m.s^{-1}$, $\sigma = 2{,}65$)

On observe que le mode de flexion reste proche de la théorie, alors que le comportement du profil à la fréquence f_2 est très différent de la théorie. En effet, on remarque en traçant $y_{2,max}$ que les points ne sont plus alignés dans la direction de la corde (Figure 4.20). Dès lors, la linéarisation nécessaire à l'identification de θ^*_{tv} est approximative, et les valeurs de l'angle de torsion ajoutées par les vibrations ne sont plus calculées précisément.

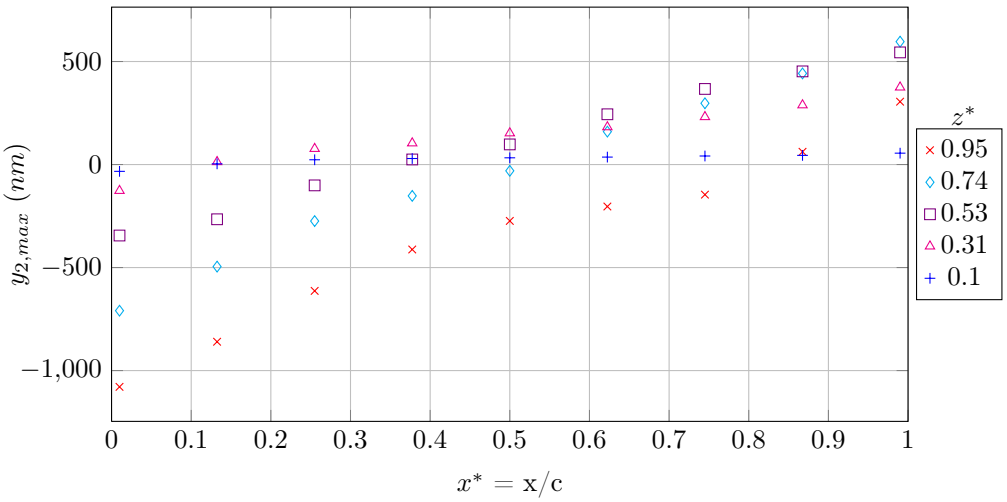


FIGURE 4.20 – Déformation du profil POM$_c$ associée au mode de torsion en écoulement cavitant ($\alpha = 8°$, $U = 6\ m.s^{-1}$, $\sigma = 2{,}65$)

On retrouve ces différences sur les lignes nodales associées à la fréquence de torsion. On

peut en effet identifier la position x_0^* telle que la forme modale $y_{2,max}$ est nulle. On trace sur la figure 4.21 les valeurs obtenues pour le profil POM$_c$ en écoulement subcavitant et en écoulement cavitant pour $\alpha = 8°$ et $U = 6\ m.s^{-1}$. Pour une plaque plane, la ligne nodale associée à la flexion a théoriquement pour équation $x^* = 0{,}5$. La ligne nodale en écoulement subcavitant n'est pas linéaire, mais x_0^* est quasiment constant jusqu'à $z^* = 0{,}6$. D'autre part, elle reste comprise dans l'intervalle $[0,4; 0,7]$. Ces différences peuvent s'expliquer par l'épaisseur variable du profil. Au contraire, la courbe correspondant à un écoulement cavitant évolue quasi-linéairement entre $x^* = 0{,}1$ et $x^* = 0{,}8$.

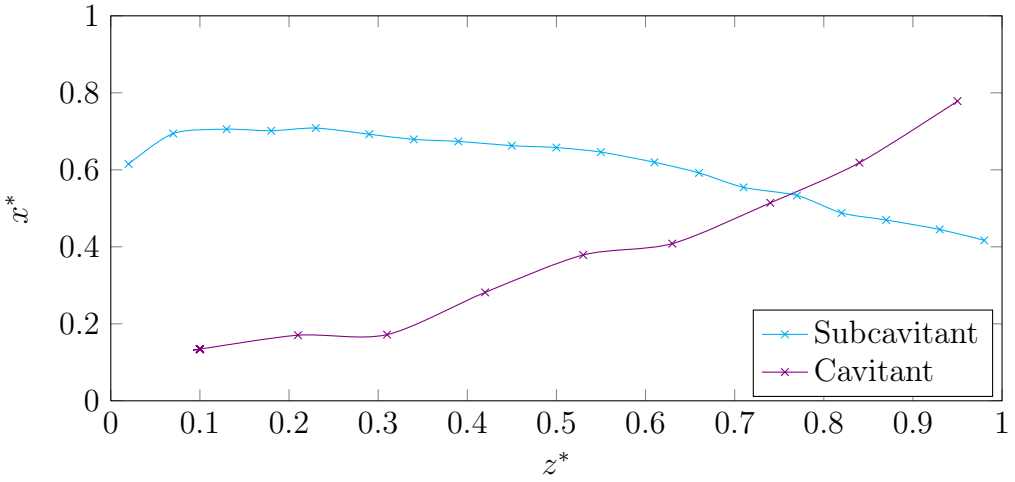


FIGURE 4.21 – Ligne nodale associée au mode de torsion en écoulement subcavitant et cavitant ($\sigma = 2{,}65$) avec $\alpha = 8°$, $U = 6\ m.s^{-1}$

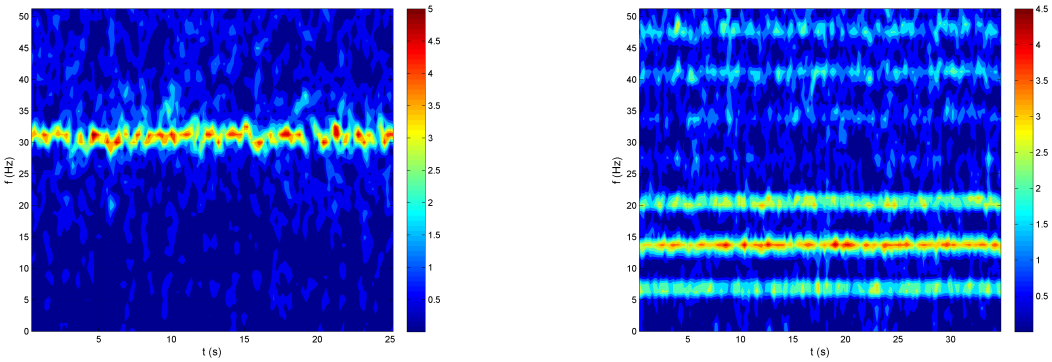
4.3.4 Évolution des fréquences de poche dans le temps

On note que le comportement de la poche de cavitation varie dans le temps. On s'intéresse donc à l'évolution temporelle des fréquences de la poche de cavitation. Les transformées de Fourier glissantes ont été calculées d'une part à partir des signaux temporels issus de la caméra rapide et d'autre part à partir de signaux temporels du vibromètre scannant afin de déterminer si les fréquences varient dans le temps.

Notons que les signaux de la caméra durent 1 s tandis que les signaux du vibromètre ont une durée de 25 s environ. Ceci permet une meilleure résolution des spectrogrammes représentés dans la suite. Dans les deux cas, le taux de recouvrement de la fenêtre temporelle vaut 75%.

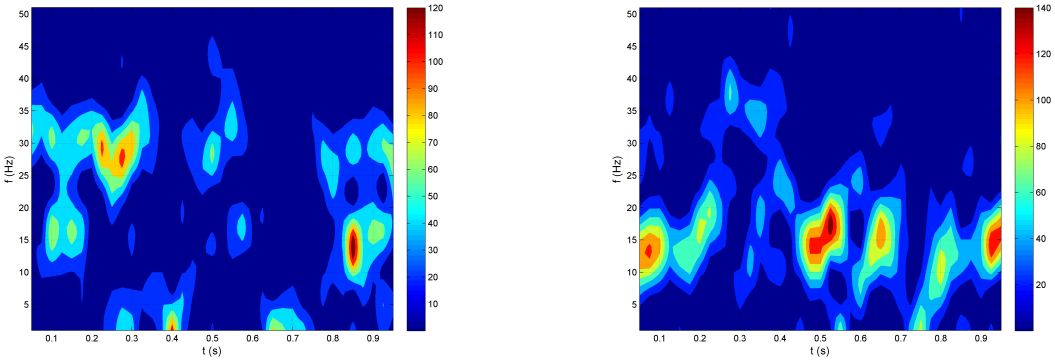
La figure 4.22 représente deux spectrogrammes issus des mesures du vibromètre pour le profil inox. On note que la densité de puissance associée à la fréquence principale (32 Hz pour $\sigma = 1{,}58$ et 13 Hz pour $\sigma = 1{,}08$) varie au cours du temps. On retrouve ces variations sur les spectrogrammes issus des images de la caméra rapide (Figure 4.23).

Le mode de flexion fluctue fortement au cours du temps : on remarque sur la figure 4.24 qu'il n'y a pas une fréquence qui concentre l'énergie des vibrations. Celle-ci est répartie sur une bande de fréquences large de $\simeq$15 Hz pour $\sigma = 1{,}58$, et qui s'élargit encore quand le



(a) $\sigma = 1{,}58$ - $l/c = 0{,}8$ (b) $\sigma = 1{,}08$ - $l/c = 1{,}5$

FIGURE 4.22 – Spectrogrammes issus de mesures du vibromètre sur le profil inox pour des fréquences variant de 0 à 50 Hz

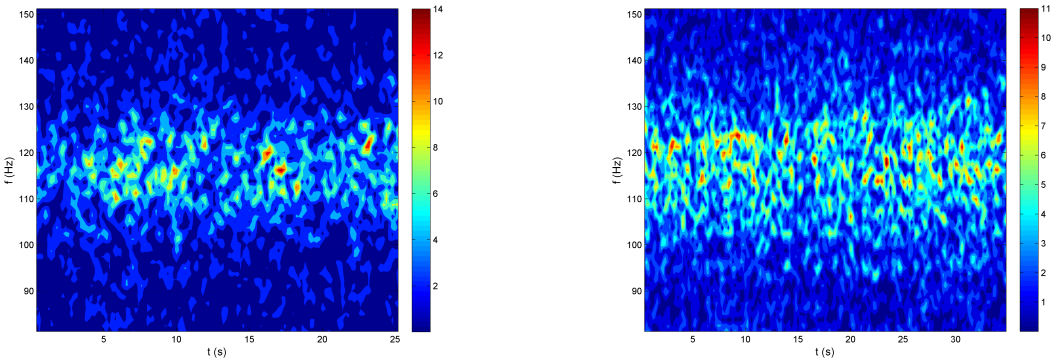


(a) $\sigma = 1{,}58$ - $l/c = 0{,}8$ (b) $\sigma = 1{,}08$ - $l/c = 1{,}5$

FIGURE 4.23 – Spectrogrammes issus des images de la caméra rapide pour le profil inox pour des fréquences variant de 0 à 50 Hz

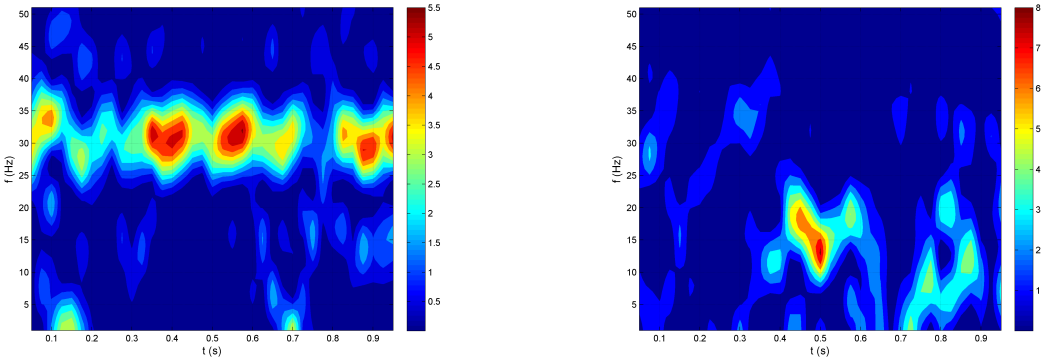
nombre de cavitation diminue : elle vaut $\simeq$30 Hz pour $\sigma = 1{,}08$.

On note que les variations de niveau sont également importantes sur le profil POM_c (Figure 4.25). Elles semblent toutefois moins fortes lorsque la fréquence d'oscillation de la poche et la fréquence du mode de flexion coïncident.



(a) $\sigma = 1{,}58$ - $l/c = 0{,}8$ (b) $\sigma = 1{,}08$ - $l/c = 1{,}5$

FIGURE 4.24 – Spectrogrammes issus de mesures du vibromètre sur le profil inox pour des fréquences variant de 80 à 150 Hz



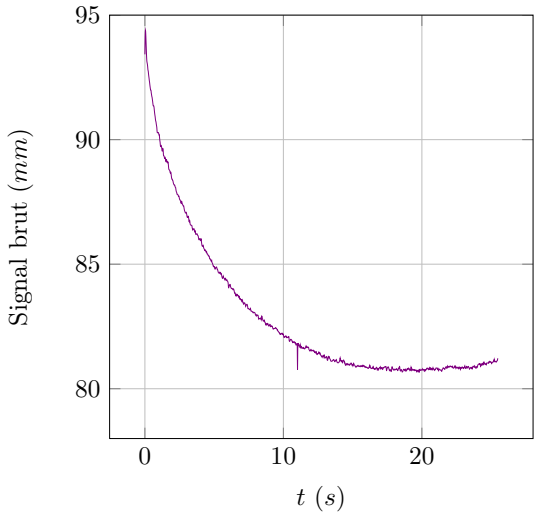
(a) $\sigma = 1{,}63$ - $l/c = 0{,}7$ (b) $\sigma = 1{,}37$ - $l/c = 1{,}2$

FIGURE 4.25 – Spectrogrammes issus des images de la caméra rapide pour le profil POM_c ($\alpha = 8°$) pour des fréquences variant de 0 à 50 Hz

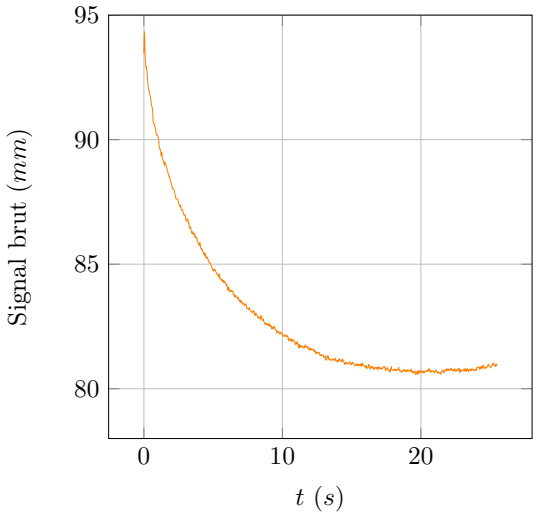
4.4 Déformées statiques

Des tests de mesure de déformée ont été réalisés en écoulement cavitant. L'angle d'attaque du profil était alors négatif afin de limiter la présence de bulles de vapeur sur la surface à mesurer. Le traitement de ces données s'avère plus complexe qu'en écoulement subcavitant, aussi les calculs de flèche et de torsion réalisés par comparaison avec un profil théorique n'ont pas été effectués.

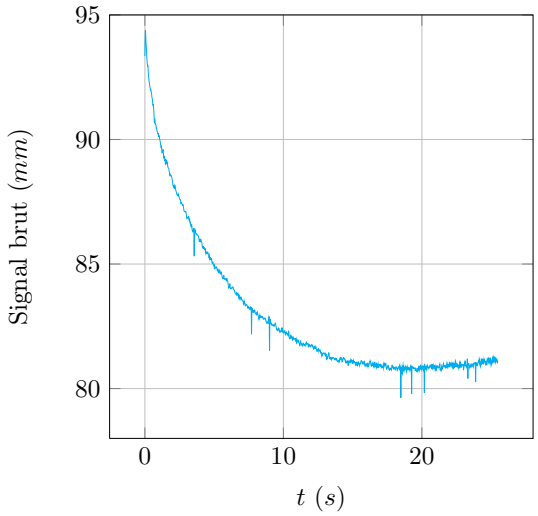
Toutefois, on peut comparer les signaux temporels mesurés par le télémètre. La figure 4.26 représente le signal temporel d'une section isolée ($z^* \simeq 0{,}74$) pour les différents nombre de cavitation testés. Sur chaque image, le bord d'attaque du profil se trouve à droite et le bord de fuite à gauche. L'échelle de temps a été fixée arbitrairement, on rappelle que la fréquence d'acquisition du laser vaut 50 Hz.



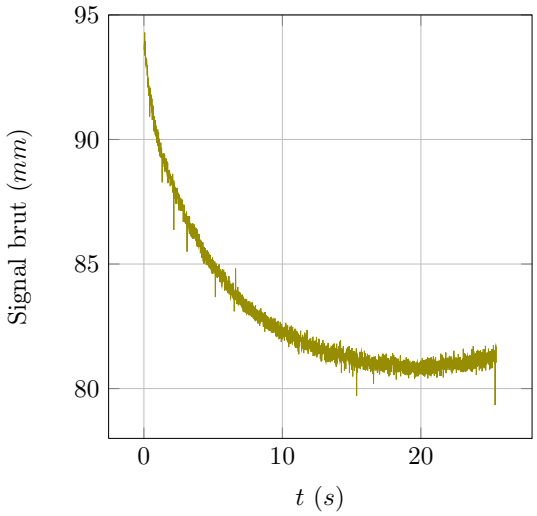
(a) $\sigma = 2{,}56$



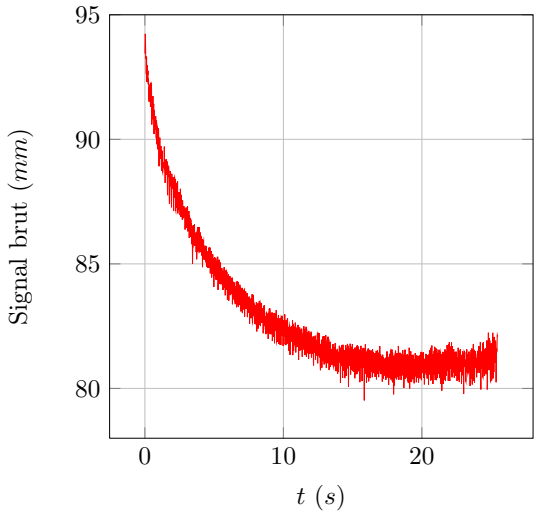
(b) $\sigma = 2{,}28$



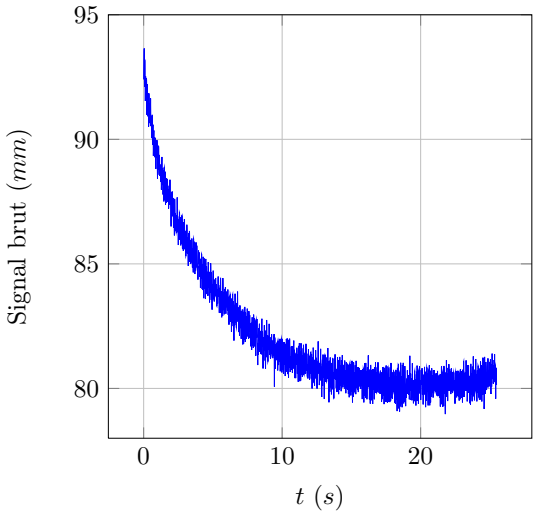
(c) $\sigma = 2{,}00$



(d) $\sigma = 1{,}67$



(e) $\sigma = 1{,}50$



(f) $\sigma = 1{,}28$

FIGURE 4.26 – Données brutes issues des mesures par télémètre pour une section située à $\simeq$74% d'envergure en écoulement cavitant

On constate que la forme globale du profil ne varie pas. En effet, si l'on considère une courbe moyenne calculée par moyenne glissante, la valeur du signal au bord d'attaque est comprise entre 80,6 mm et 81,4 mm. Cependant, on note que les fluctuations augmentent quand le nombre de cavitation diminue. Ceci pourrait être dû à une augmentation du bruit de mesure du fait d'une croissance du nombre de bulles dans l'écoulement, ou bien à une augmentation des vibrations de cavitation. En effet, on note que ces fluctuations deviennent importantes à $\sigma = 1{,}67$. Or d'après l'analyse réalisée dans ce chapitre, c'est autour de ce nombre de cavitation qu'un pic à basse fréquence apparaît sur les spectres de vibration.

4.5 Bilan

Les mesures effectuées en écoulement cavitant permettent donc d'observer plusieurs phénomènes sur l'évolution des fréquences propres des profils :

- La fréquence du mode de flexion du profil en acier inoxydable tend à augmenter avec la diminution du nombre de cavitation. Ceci correspond à nos attentes quant à la masse ajoutée. En effet, le fluide environnant le profil est plus "léger" à basse pression, ce qui diminue la masse ajoutée sur le profil et conduit donc à une augmentation de la fréquence propre du profil.

- Au contraire, la fréquence de flexion du profil POM_c diminue avec la pression, ce qui conduit à une augmentation de la masse ajoutée malgré la diminution de la masse volumique du fluide. Ceci est dû à un *lock-in* avec la fréquence d'oscillation de la poche de cavitation. Lorsque la fréquence f_0 chute brutalement à 8 Hz ($\sigma < 1{,}5$), le *lock-in* prend fin et la fréquence de flexion du profil se stabilise.

- La fréquence du mode de torsion du profil inox est très faible et difficile à détecter, tandis que celle du profil en POM augmente quand le nombre de cavitation diminue, puis stagne à partir de $\sigma = 1{,}81$.

- Les spectres de vibrations tendent à s'étaler lorsque la pression diminue et la puissance est alors concentrée dans quelques pics basse fréquence qui correspondent à un forçage des oscillations du profil par l'évolution de la poche de cavitation.

Conclusion

Le travail présenté dans ce manuscrit a été réalisé dans le cadre du projet *FlexFoil* mis en place entre l'Institut de Recherche de l'École Navale (IRENav) et l'Université du Michigan, sous l'égide de l'Office of Naval Research (ONR). L'objectif de ce projet est d'étudier expérimentalement le comportement d'une structure flexible dans différents régimes d'écoulement, de réaliser une analyse physique des phénomènes observés et de constituer une base de données la plus complète possible pour valider les outils numériques développés à l'Université du Michigan.

En effet, une étude bibliographique, détaillée dans le chapitre 1, révèle que si de nombreuses analyses ont été menées dans les domaines des interactions fluide-structure, sur les vibrations ou encore sur la cavitation, peu d'entre elles combinent ces différents éléments. Ainsi, il nous apparaît nécessaire de prendre en compte à la fois les déformations, les vibrations et la cavitation sur une structure portante flexible.

L'objectif de cette thèse était donc de mettre en place un protocole expérimental dédié à l'analyse de structures flexibles et de réaliser une première série de mesures pour s'assurer de sa cohérence et débuter l'étude du comportement hydroélastique d'un profil flexible.

Les expériences ont été mises en place dans le tunnel de cavitation de l'IRENav. Le profil choisi est un NACA 0015 fabriqué en polyoxyométhylène copolymère (POM-C), dont le module d'Young est près de 71 fois plus faible que celui de l'acier inoxydable et la masse volumique de l'ordre de celle de l'eau. Deux profils flexibles ont été réalisés pour permettre d'effectuer à la fois des mesures d'efforts et de contraintes. L'encastrement et l'axe de rotation de ces deux profils sont différents, toutefois, des mesures ont été réalisées pour s'assurer que ceci n'avait pas d'influence sur la réponse de la structure.

Un profil en acier inoxydable a également été utilisé afin de servir de référence "rigide". Les profils sont rectangulaires et fixés en porte-à-faux dans la veine d'essai. Les dispositifs expérimentaux ainsi que les protocoles développés pour cette étude sont présentés dans le chapitre 2. Plusieurs types de mesures ont été réalisés : forces hydrodynamiques, contraintes, déformations, vibrations et PIV. Le chargement hydrodynamique a été mesuré en écoulement subcavitant par une balance hydrodynamique sur une large plage d'incidences allant jusqu'au décrochage.

Le profil POM_c a été instrumenté afin de mesurer les contraintes qu'il subit en écoulement subcavitant et cavitant. Ces mesures ont été complétées par une mesure des déformations statiques du profil grâce à un télémètre laser placé au-dessus de la veine d'essai.

Deux vibromètres lasers ont été mis en place afin de mesurer la réponse vibratoire des profils. Le système mis en place permet de déterminer la forme modale associée à une fréquence donnée grâce au déphasage entre les mesures d'un vibromètre de référence et d'un vibromètre à balayage. On s'est attaché à étudier les deux premiers modes : la flexion, dont

la fréquence est notée f_1, et la torsion, de fréquence f_2.

Enfin, une série de mesures par PIV ont été effectuées en subcavitant afin d'observer les impacts éventuels de ces déformations sur le champ de vitesse.

Une première série d'expériences a donc été réalisée en écoulement subcavitant, en faisant varier d'une part l'incidence du profil et d'autre part la vitesse de l'écoulement. Les résultats, présentés dans le chapitre 3, apportent plusieurs informations sur le comportement d'un profil flexible et son évolution. Ainsi, on remarque que les performances du profil flexible sont diminuées par rapport au profil rigide lorsque l'angle d'attaque augmente : la portance est plus faible et la traînée plus importante. Notons que le moment est toujours très faible dans la plage d'incidences étudiées car le point d'application des forces est proche de l'axe de mesure de la balance hydrodynamique.

Les contraintes mesurées sur le profil flexible révèlent que les axes principaux sont dans les directions de l'envergure et de la corde. Conformément à la théorie des poutres, les contraintes les plus importantes sont dans l'axe de l'envergure et sont dirigées par la portance.

D'autre part, on note une évolution des fréquences associées au deux premiers modes propres des profils : pour le profil "rigide", la fréquence de flexion f_1 diminue légèrement quand l'incidence du profil augmente, contrairement au profil flexible pour lequel f_1 est constant. Pour les deux profils, la fréquence du mode de torsion f_2 est stable.

Mais lorsque l'angle d'attaque du profil est fixé et que la vitesse de l'écoulement augmente, on observe une augmentation des fréquences des modes propres à partir du mode de torsion ($i \geq 2$) du profil en POM : cette croissance de f_2 se traduit par une augmentation de la raideur du profil avec la vitesse.

Une augmentation de la vitesse conduit également à un étalement des spectres de vibration : la réponse modale est de plus en plus faible, l'élargissement des pics conduisant à un amortissement croissant des modes.

Enfin, une analyse des spectres de vibration à forte incidence ($\alpha = 17°$, soit près du décrochage) nous montre qu'on phénomène de *lock-in* se met en place entre les fréquences de flexion et de détachement tourbillonnaire. En effet, on remarque sur les spectres du profil inox l'apparition d'un pic basse fréquence f_0 correspondant au détachement tourbillonnaire. Celle-ci augmente avec la vitesse, tandis que la fréquence de flexion f_1 du profil diminue. Ce phénomène intervient également sur le profil POM. Or la fréquence f_1 du POM est du même ordre de grandeur que la fréquence f_0, ce qui conduit à une coïncidence des fréquences à partir de $U = 4\ m.s^{-1}$.

Deux modèles ont été considérés dans cette étude : d'une part le comportement des profils est assimilé à celui d'une poutre en flexion, d'autre part la théorie de la plaque plane est utilisée à plusieurs reprises pour comparer les résultats obtenus en vibration. Des mesures sont présentées pour valider ces hypothèses et ont montré qu'elles étaient valables en écoulement subcavitant.

Elles nous ont effectivement permis de constater que la flexion statique du profil flexible est supérieure à celle annoncée par la théorie des poutres, mais que la courbe normalisée respecte bien la tendance attendue. La torsion statique mesurée par télémètre laser est faible et quasiment constante à partir de 20% d'envergure.

Par ailleurs, les formes modales associées au deux premiers modes du profil flexible (soit la

flexion et la torsion) sont proches de la théorie des poutres développées par Blevins [19], mais s'en éloignent en écoulement lorsque la vitesse augmente. Toutefois, les mesures effectuées en écoulement subcavitant pendant cette thèse sont restées dans les limites de validité de nos hypothèses.

Toutes ces expériences ont permis de valider les codes numériques mis en place à l'Université du Michigan. En effet, la comparaison des résultats expérimentaux et numériques montre une bonne corrélation. Les simulations estiment ainsi correctement les valeurs des fréquences propres des profils, bien que leur amplitude soit sous-estimée. D'autre part, les déformations du POM sont bien évaluées, ce qui amène à une simulation correcte de l'écoulement.

Ces travaux ont été suivis d'expériences réalisées en écoulement cavitant, dont les résultats et analyses sont regroupés dans le chapitre 4. On remarque une augmentation de la fréquence de flexion du profil rigide lorsque le nombre de cavitation diminue, qui implique une diminution de la masse ajoutée au profil. Ceci respecte donc la théorie puisque la masse ajoutée est proportionnelle à la masse volumique du fluide avec lequel la structure interagit. Or la masse volumique de la vapeur d'eau est très faible par rapport à celle de l'eau. En considérant que la poche de cavitation est une mixture composée de 30% de vapeur et 70% d'eau liquide, les masses ajoutées expérimentales du profil inox correspondent à la masse ajoutée calculée selon la théorie des plaques planes ([72]).

Au contraire, la fréquence f_1 du profil POM diminue avec la pression de l'écoulement. On note que la fréquence d'oscillation de la poche de cavitation est de l'ordre de 30 Hz pour une gamme de nombres de cavitation compris entre 1,55 et 1,80 environ (ces valeurs devront être affinées par de nouvelles mesures). Un *lock-in* se met de nouveau en place avec la fréquence de flexion, ce qui entraîne la diminution de cette dernière. Le lock-in prend fin lorsque la fréquence de la poche chute brutalement autour de 8 Hz.

Ceci implique une augmentation de la masse ajoutée au profil. On note que la masse ajoutée est du même ordre de grandeur que la masse du profil en acier inoxydable, alors qu'elle 4 à 6 fois supérieure à celle du profil en POM.

Par ailleurs, on note également un étalement des spectres avec l'augmentation de la cavitation : la réponse modale disparaît tandis que toute l'énergie des vibrations est condensée dans les basses fréquences correspondant à l'oscillation de la poche. Seul le mode de flexion reste énergétique.

Les contraintes mesurées par les jauges incluses dans le profil en POM tendent à diminuer avec la croissance du nombre de cavitation, excepté dans l'intervalle de valeurs pour lesquelles le *lock-in* a lieu. Ceci devra également être validé par des mesures plus complètes des contraintes. Toutefois les fluctuations sont de plus en plus importantes et les signaux varient à la fréquence imposée par les oscillations de la poche de cavitation.

Enfin, il apparaît que ces modèles ne sont plus adaptés dans le cas d'un écoulement cavitant. Dans des conditions de couplage fort, la réponse du profil est contrôlée par la dynamique de la poche et ne correspond alors plus aux théories des poutres ou des plaques.

Perspectives

Différentes études pourront être réalisées pour compléter le travail présenté ici. Dans un premier temps, il apparaît nécessaire de développer certaines mesures pour compléter et valider les résultats obtenus. En particulier, l'analyse de l'évolution de la poche de cavitation pourra être affinée par de nouvelles mesures à différents nombres de cavitation. Ceci permettra de déterminer plus précisément l'intervalle de *lock-in* des fréquences pour les profil POM, mais aussi d'analyser le comportement du profil "rigide" dans ces conditions d'écoulement.

Ces mesures de vibrations supplémentaires pourront être réalisées en parallèle de mesures de contraintes afin de déterminer si la tendance observée ici est correcte. Par ailleurs, le développement des mesures de déformées statiques en écoulement cavitant serait bénéfique à la caractérisation du comportement hydroélastique du profil flexible.

D'autre part, le *lock-in* observé en écoulement subcavitant pour les grandes incidences sera analysé plus en détail, notamment par à la mise en place d'une PIV rapide pour étudier les champs de vitesse plus précisément. Notons que cette analyse a commencé dans le cadre du projet FlexFoil.

Cette étude nous a permis de constater que le couplage entre l'écoulement et le profil flexible peut être important. Aussi, le développement de modèles numériques devra être réalisé pour prendre en compte la cavitation et les interactions fortes entre le fluide et la structure. Il pourrait être intéressant de déterminer jusqu'à quel nombre de cavitation une simplification du modèle par un découplage des codes fluide et solide reste valable.

Enfin, si les déformations passives ont été largement documentées dans ce travail, une étude centrées sur un contrôle de ces déformations pour une amélioration des performances pourra compléter bénéfiquement l'analyse.

Annexe A

Montage du profil NACA 0015 en POM à faible encastrement

A.1 Montage définitif

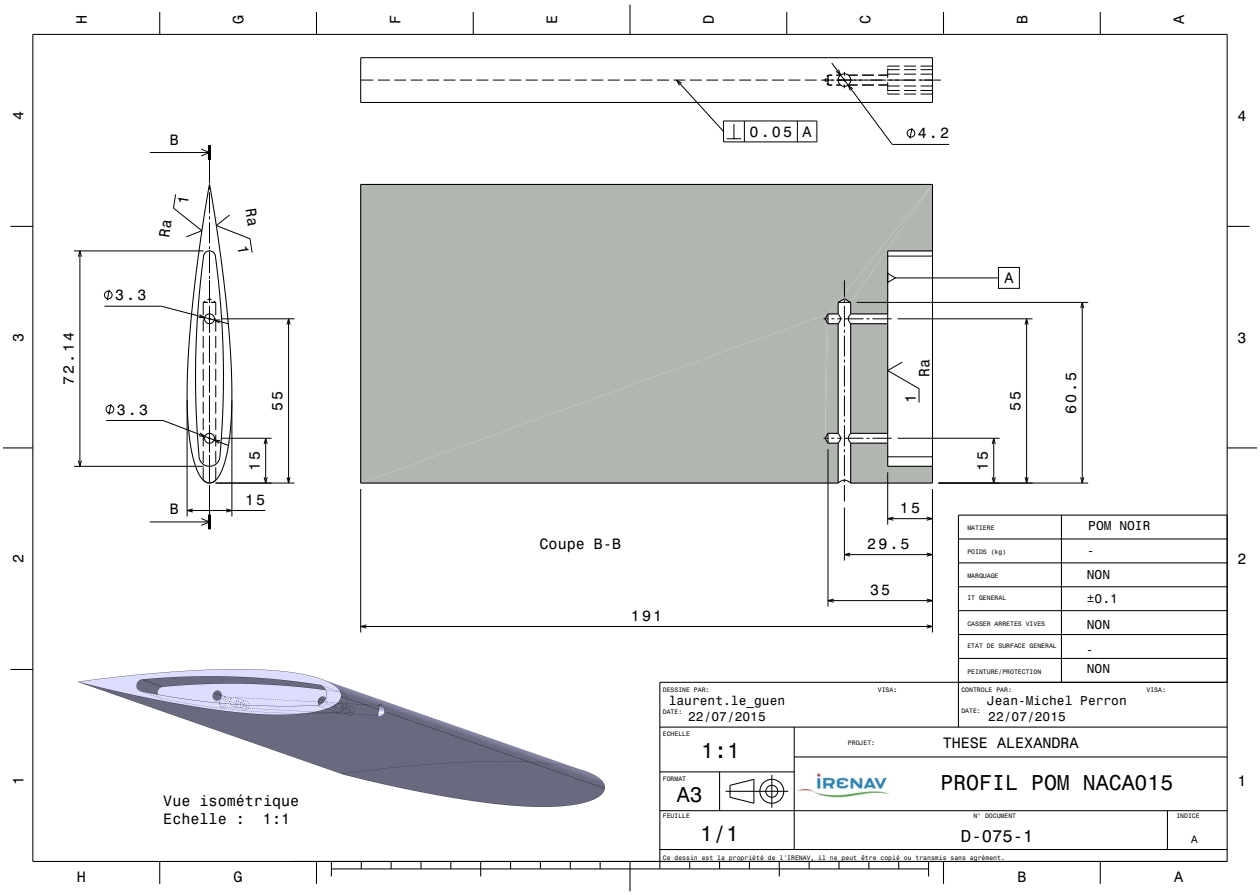


FIGURE A.1 – Plan du profil en POM à faible encastrement

A.2 Premier montage

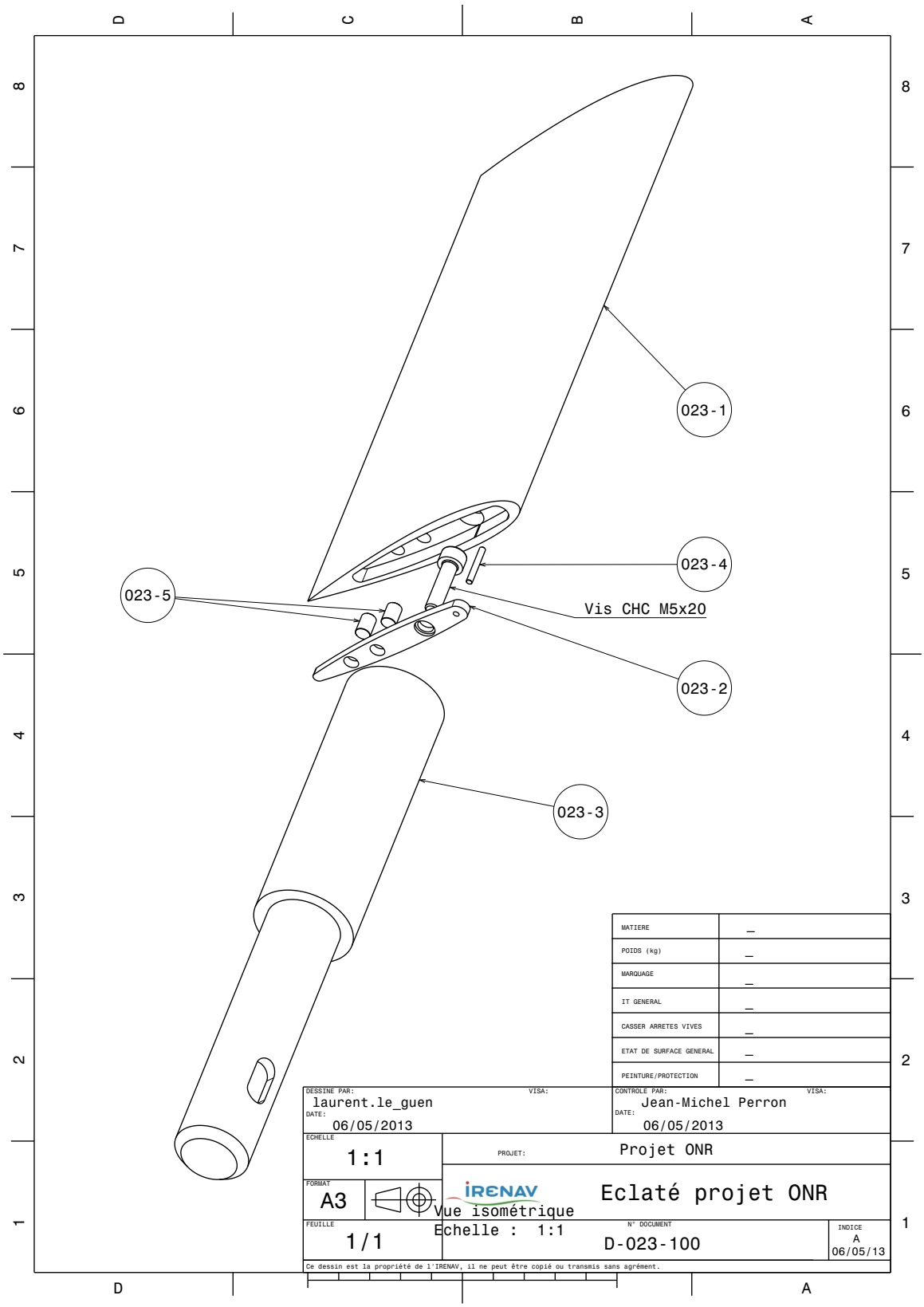


FIGURE A.2 – Plan du profil en POM à faible encastrement

Annexe B

Formes modales des profils soumis à des impulsions

Cette annexe regroupe les formes modales des profils POM_c et inox en réponse à une impulsion réalisée par un pot vibrant. Les tableaux B.1 et B.2 montrent respectivement les formes modales obtenues en air et en eau. L'échelle utilisée est la même sur toutes les figures, elle est représentée ci-dessous.

Table B.1 – Modes propres des différents profils en réponse à une impulsion en air

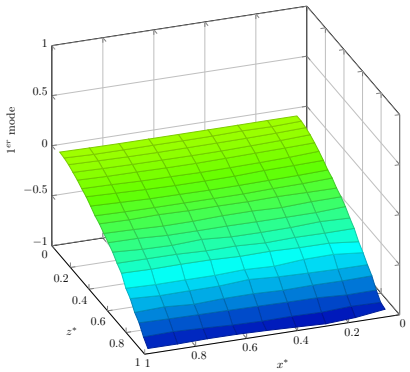
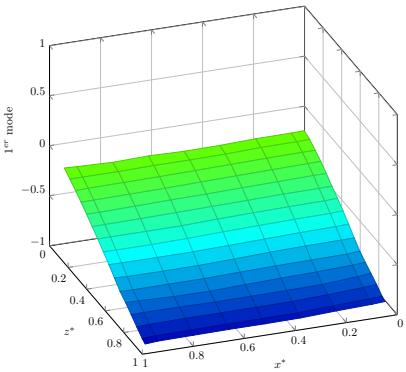
Mode	(i.j)	POM_c	Acier inoxydable
1	(1.1)	 78,8 Hz	 158,1 Hz

TABLE B.1 – Modes propres des différents profils en réponse à une impulsion en air (suite)

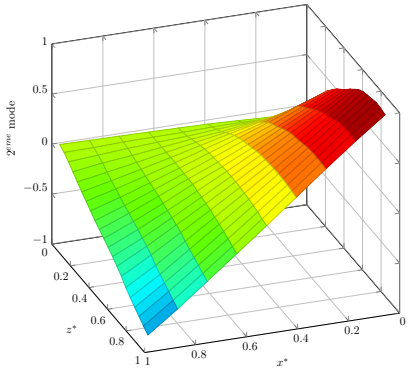
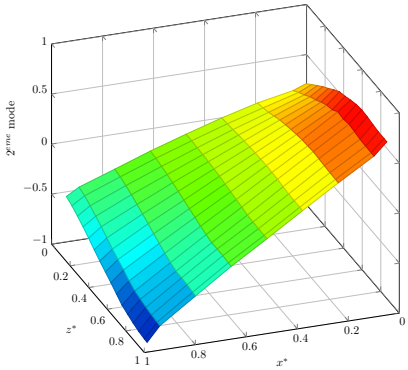
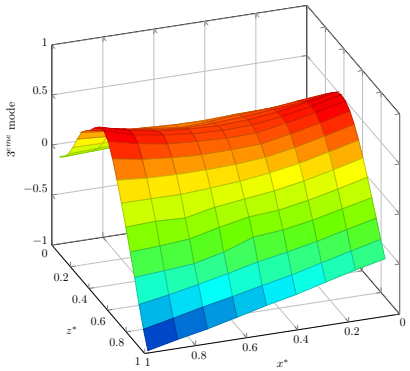
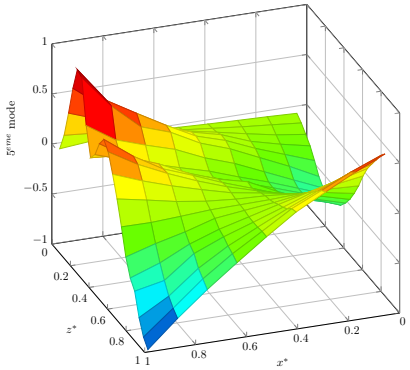
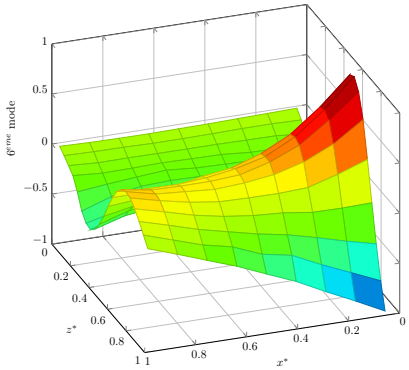
Mode	(i.j)	POM_c	Acier inoxydable
2	(1.2)	 398,8 Hz	 951,9 Hz
3	(2.1)	 550,6 Hz	
5	(2.2)	 1174,4 Hz	

Table B.1 – Modes propres des différents profils en réponse à une impulsion en air (suite)

Mode	(i.j)	POM_c	Acier inoxydable
6	(3.1)	 1405,6 Hz	

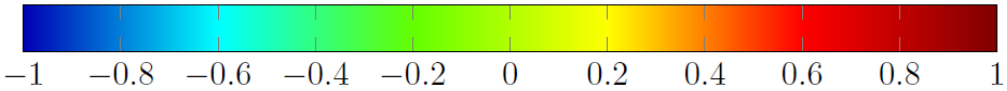


Table B.2 – Modes propres des différents profils en réponse à une impulsion en eau

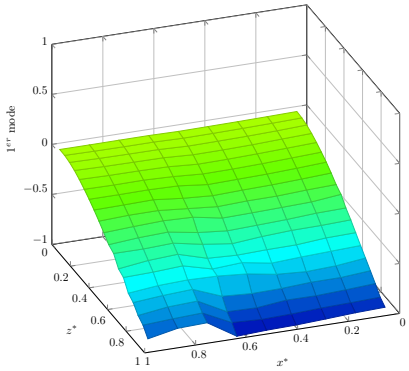
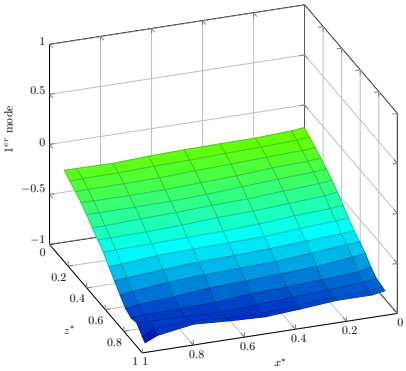
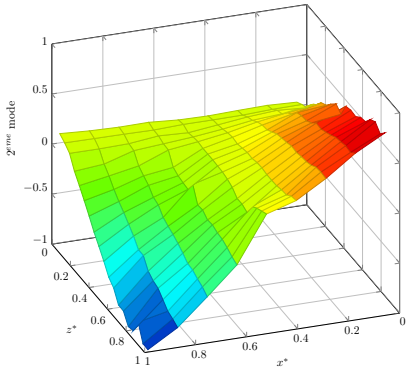
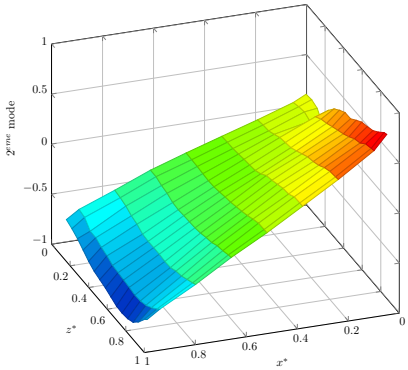
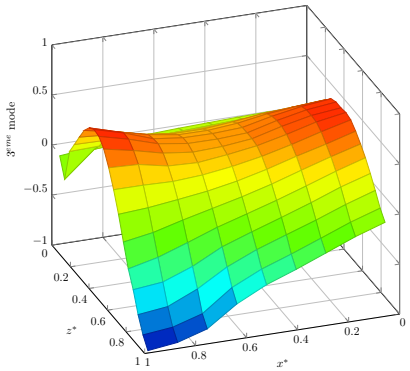
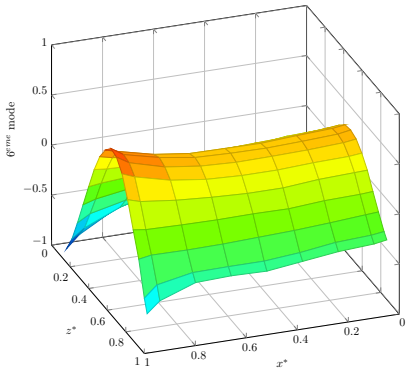
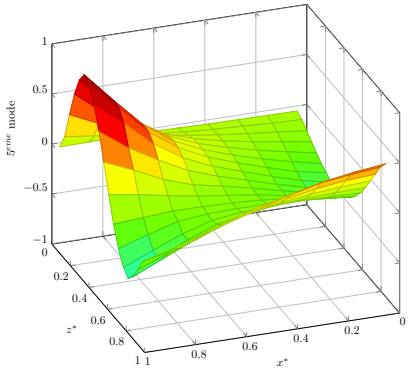
Mode	(i.j)	POM_c	Acier inoxydable
1	(1.1)	 34,4 Hz	 115,0 Hz

TABLE B.2 – Modes propres des différents profils en réponse à une impulsion en eau (suite)

Mode	(i.j)	POM_c	Acier inoxydable
2	(1.2)	 197,5 Hz	 775,6 Hz
3	(2.1)	 260,0 Hz	 1815,6 Hz
5	(2.2)	 575,0 Hz	

Annexe C

Déformées statiques du profil POM$_c$

C.1 Flèche

Les figures C.1 à C.4 représentent l'évolution de la flèche (en mm) en fonction de l'envergure normalisée z^* du profil POM$_c$ soumis à un écoulement variant de 3 à $6m.s^{-1}$ et pour une incidence variant de $\alpha = 0°$ à $\alpha = 8°$ par pas de $\Delta\alpha = 2°$.

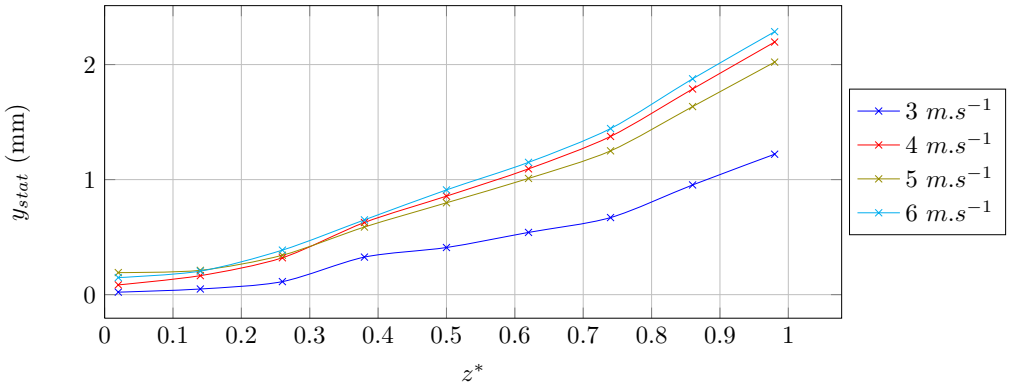


FIGURE C.1 – Déformées statiques (flèche) du profil POM$_c$ en écoulement, $\alpha = 2°$

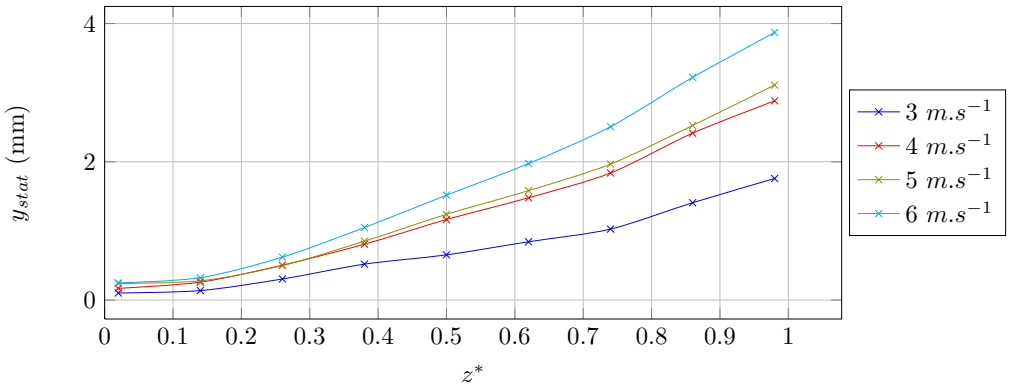


FIGURE C.2 – Déformées statiques (flèche) du profil POM$_c$ en écoulement, $\alpha = 4°$

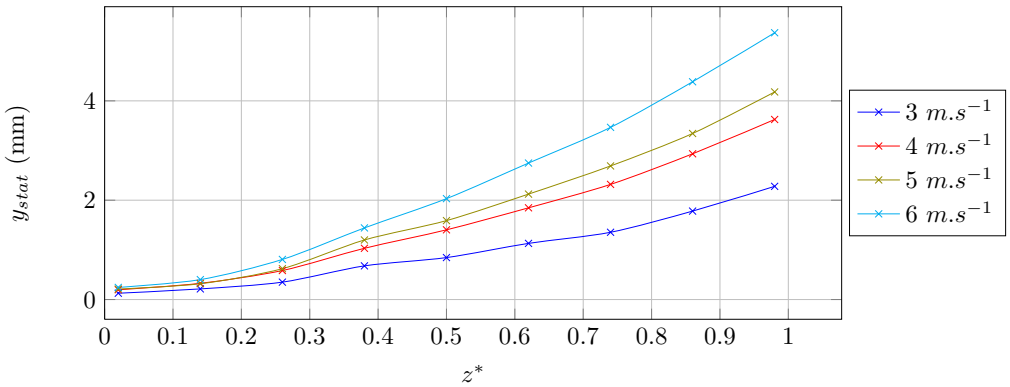


FIGURE C.3 – Déformées statiques (flèche) du profil POM$_c$ en écoulement, $\alpha = 6°$

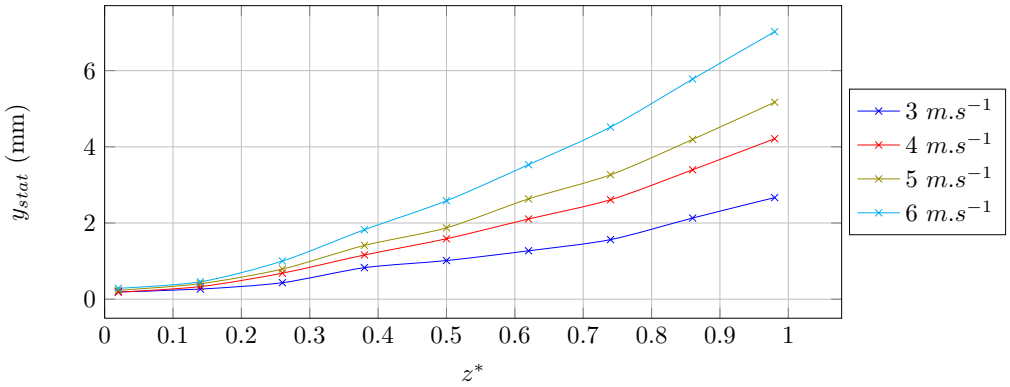


FIGURE C.4 – Déformées statiques (flèche) du profil POM$_c$ en écoulement, $\alpha = 8°$

C.2 Torsion

Les figures C.5 à C.8 représentent l'évolution de la torsion en fonction de l'envergure normalisée z^* du profil POM$_c$ soumis à un écoulement variant de 3 à $6 m.s^{-1}$ et pour une incidence variant de $\alpha = 0°$ à $\alpha = 8°$ par pas de $\Delta\alpha = 2°$.

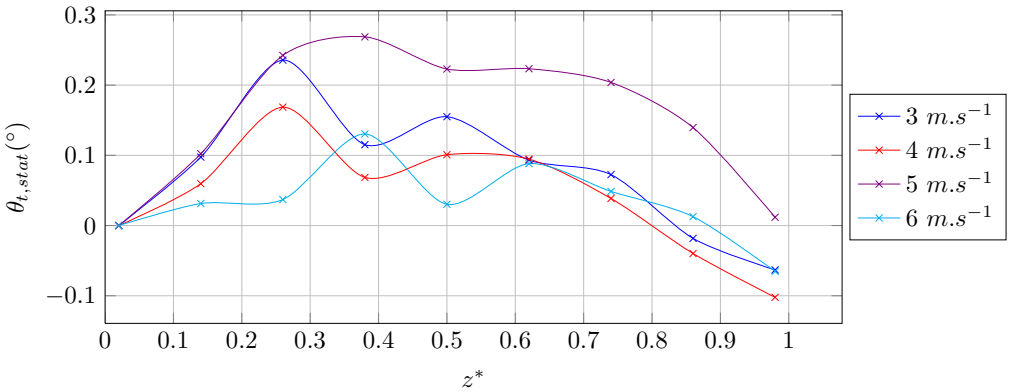


FIGURE C.5 – Déformées statiques (torsion) du profil POM$_c$ en écoulement, $\alpha = 2°$

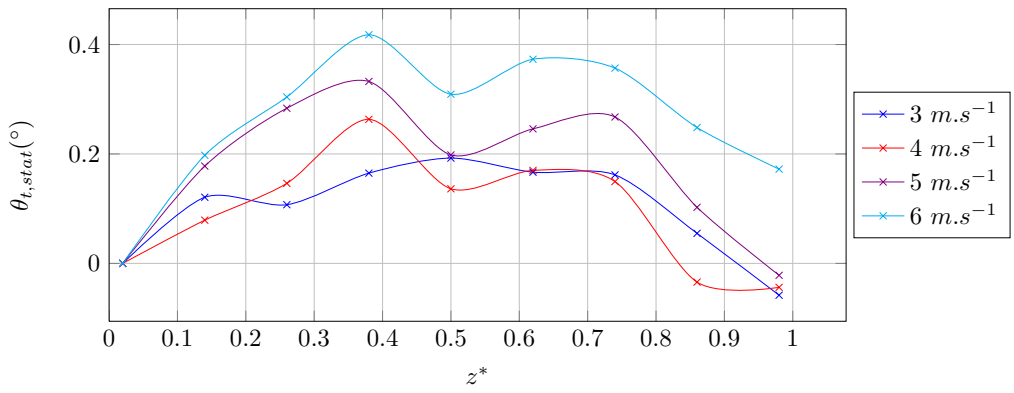


FIGURE C.6 – Déformées statiques (torsion) du profil POM$_c$ en écoulement, $\alpha = 4°$

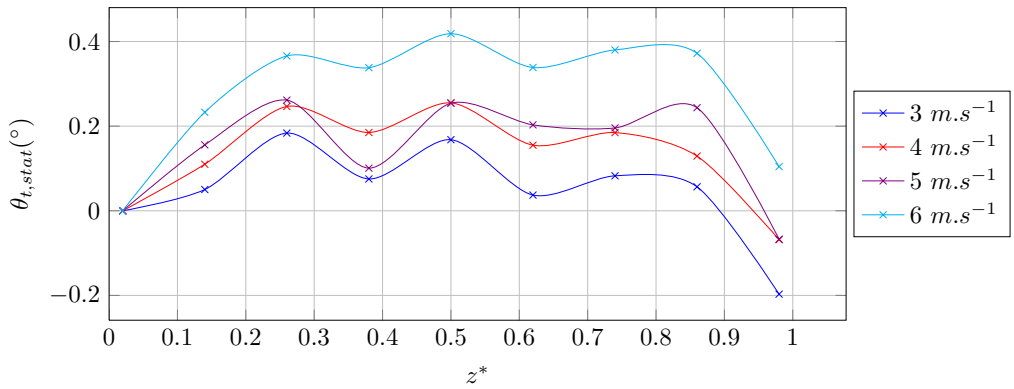


FIGURE C.7 – Déformées statiques (torsion) du profil POM$_c$ en écoulement, $\alpha = 6°$

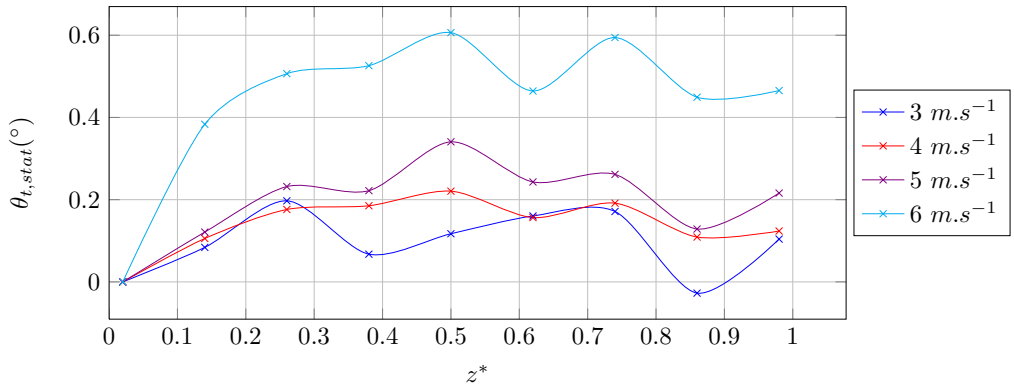


FIGURE C.8 – Déformées statiques (torsion) du profil POM$_c$ en écoulement, $\alpha = 8°$

Annexe D

Réponse vibratoire des profils en écoulement subcavitant

D.1 Profil en acier inoxydable

Les figures D.1 à D.5 représentent la réponse vibratoire du profil inox à un écoulement de vitesse 5 et $6m.s^{-1}$ et pour une incidence variant de $\alpha = 0°$ à $\alpha = 8°$ par pas de $\Delta\alpha = 2°$. Les spectres sont moyennés sur une ligne proche du bord libre du profil ($\simeq$ 0,95s) et représentés sur une plage de fréquences allant de 0 à 400Hz.

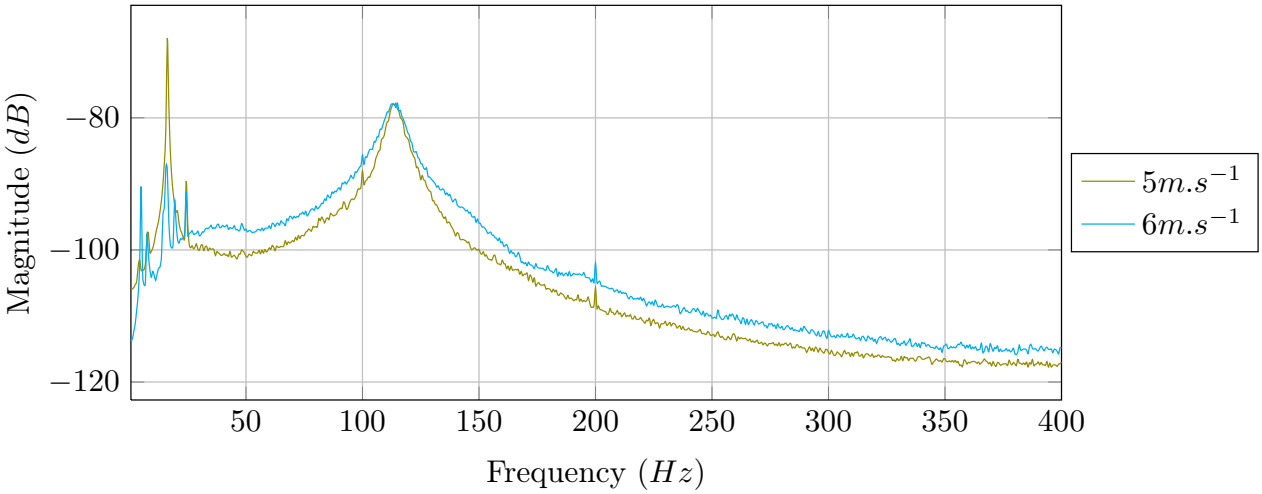


FIGURE D.1 – Réponse vibratoire du profil inox en écoulement, $\alpha = 0°$

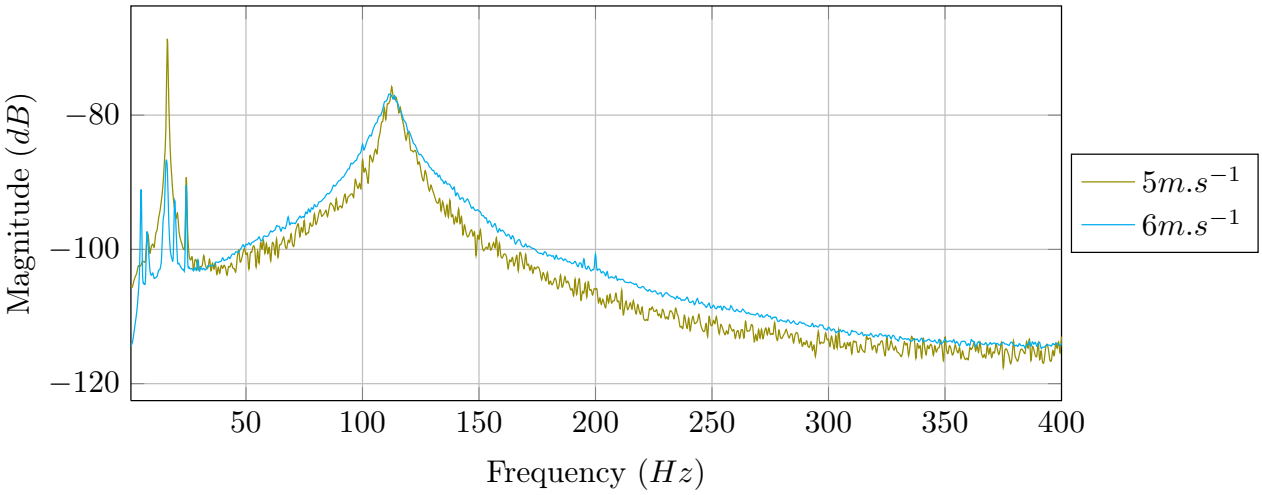


FIGURE D.2 – Réponse vibratoire du profil inox en écoulement, $\alpha = 2°$

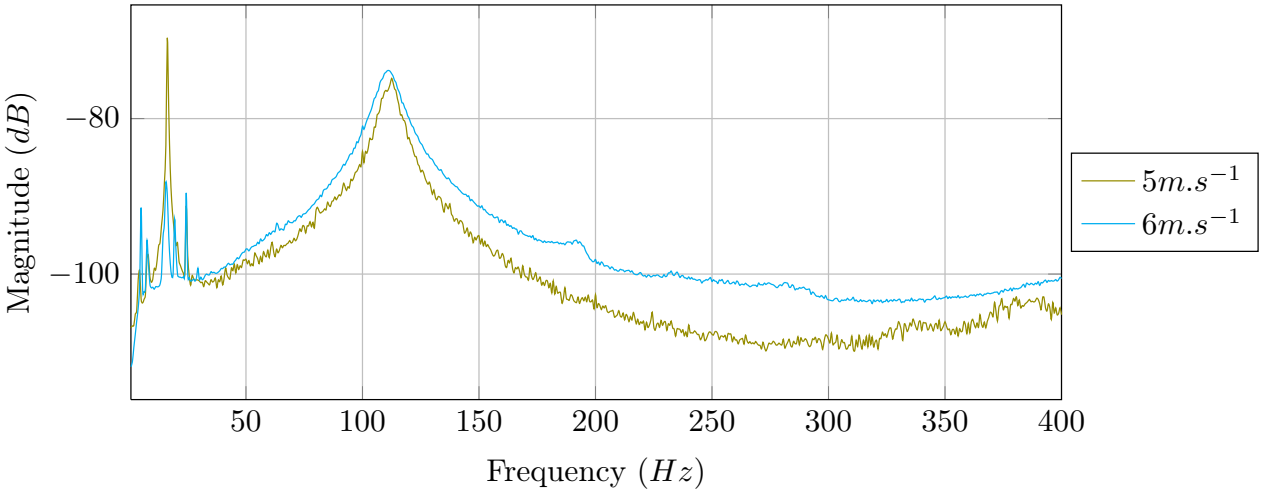


FIGURE D.3 – Réponse vibratoire du profil inox en écoulement, $\alpha = 4°$

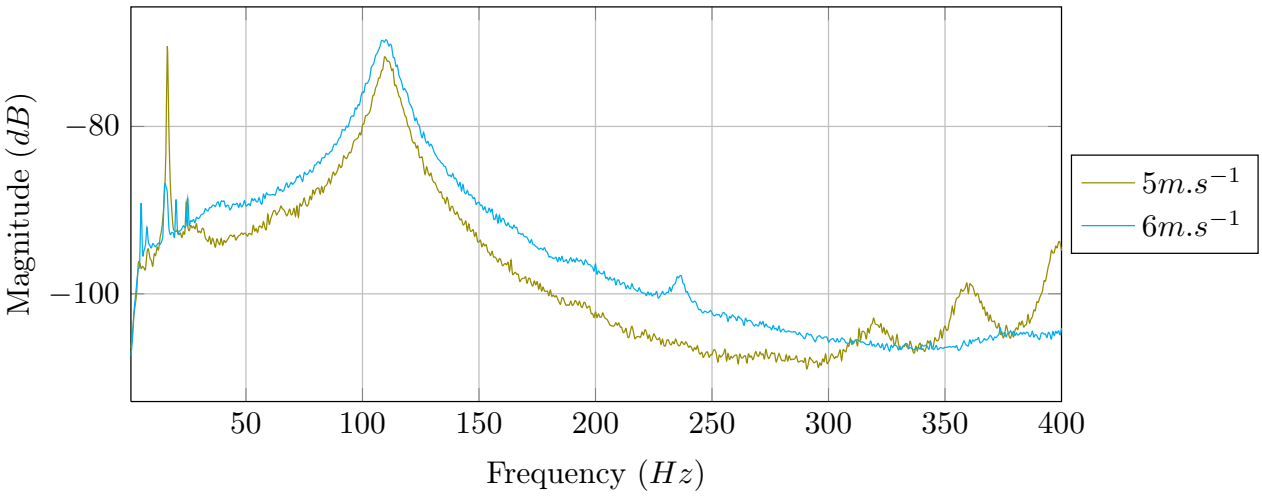


FIGURE D.4 – Réponse vibratoire du profil inox en écoulement, $\alpha = 6°$

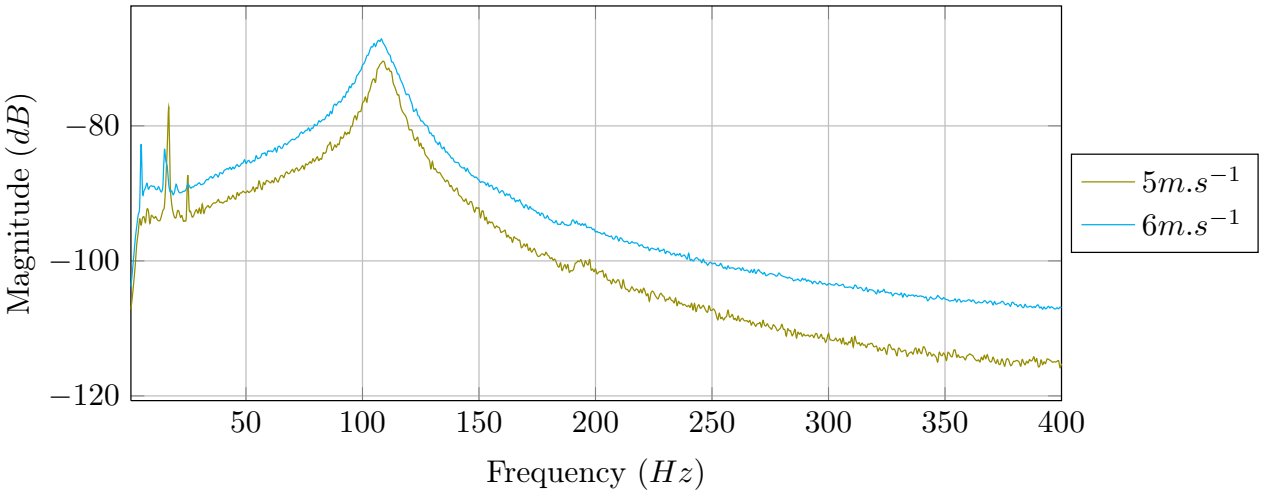


FIGURE D.5 – Réponse vibratoire du profil inox en écoulement, $\alpha = 8°$

D.2 Profil POM$_c$

Les figures D.6 à D.10 représentent la réponse vibratoire du profil POM$_c$ à un écoulement variant de 3 à $6m.s^{-1}$ et pour une incidence variant de $\alpha = 0°$ à $\alpha = 8°$ par pas de $\Delta\alpha = 2°$. Les spectres sont représentés sur une plage de fréquences allant de 0 à 400Hz et séparés en deux catégories : moyennés sur deux points ou sur la surface complète.

D.2.1 Spectres moyennés sur deux points

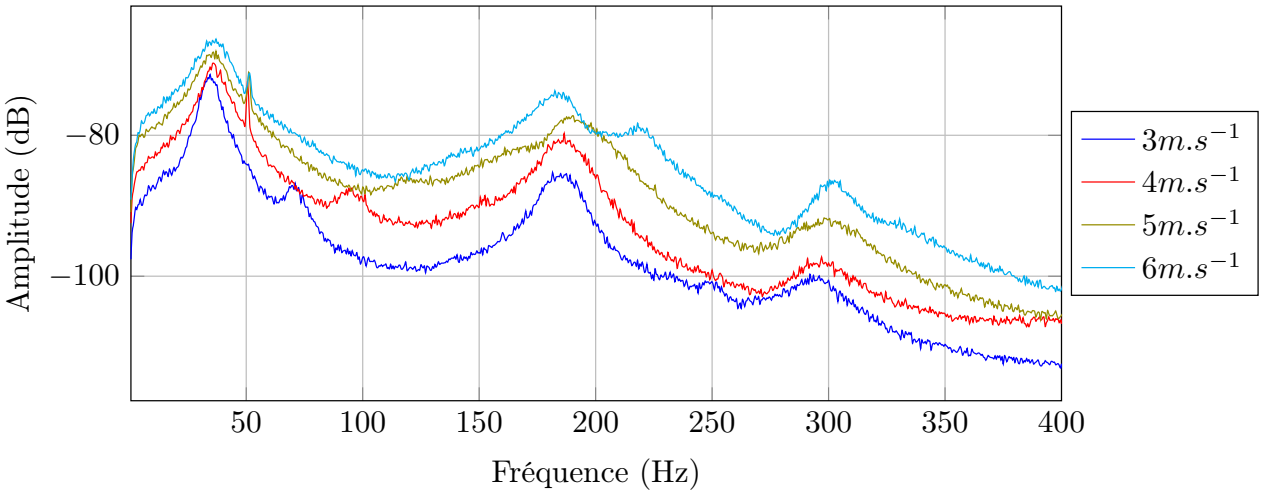


FIGURE D.6 – Réponse vibratoire du profil POM$_c$ en écoulement, $\alpha = 0°$

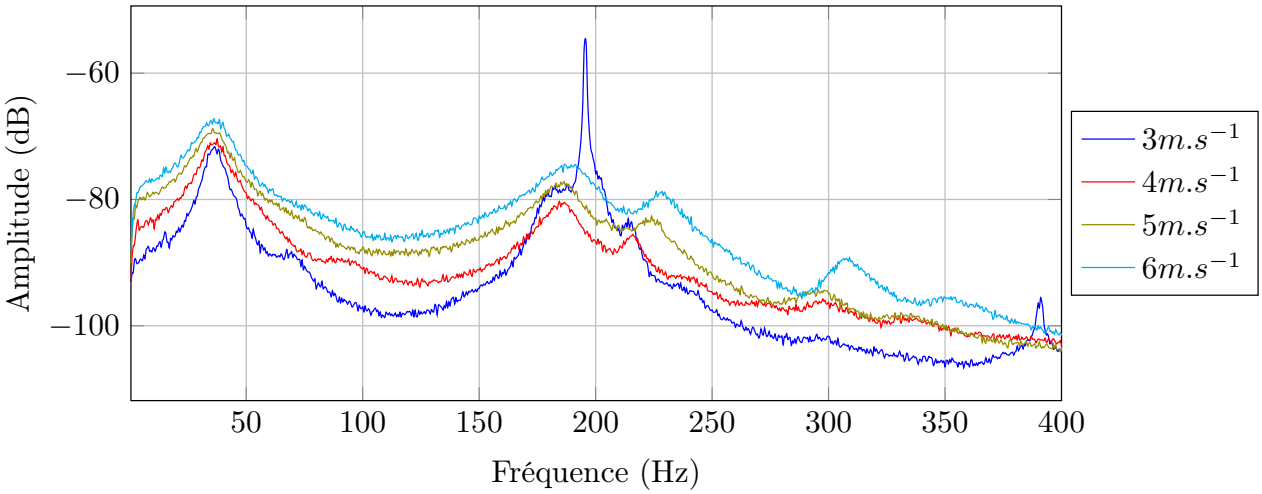


FIGURE D.7 – Réponse vibratoire du profil POM_c en écoulement, $\alpha = 2°$

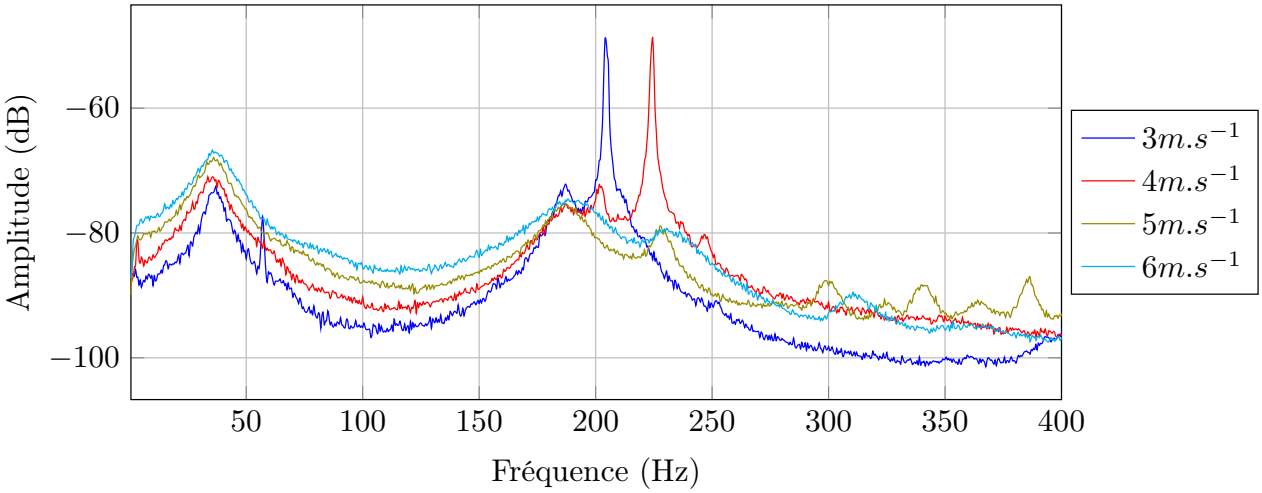


FIGURE D.8 – Réponse vibratoire du profil POM_c en écoulement, $\alpha = 4°$

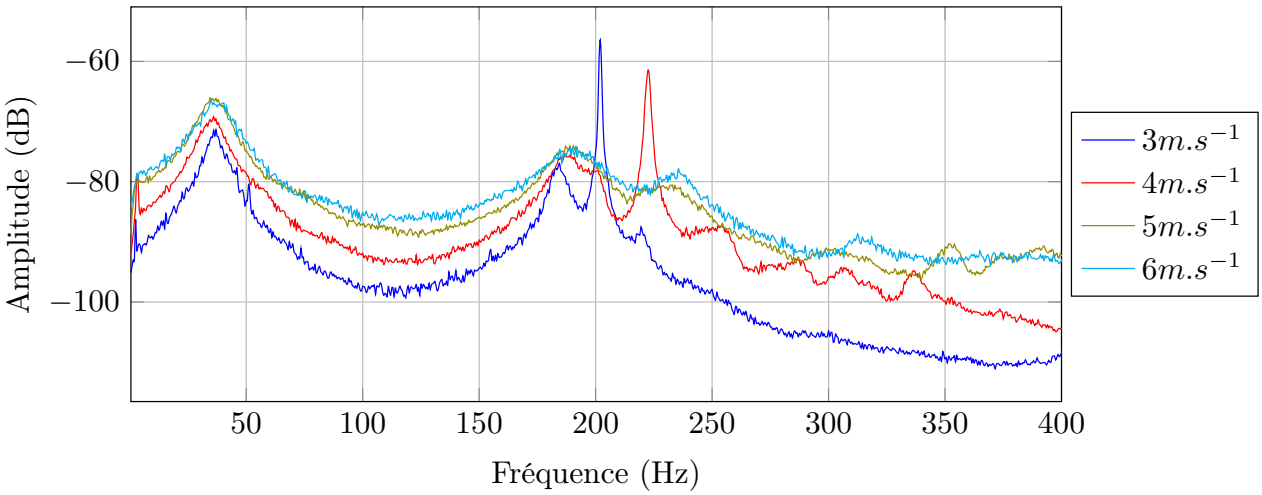


FIGURE D.9 – Réponse vibratoire du profil POM_c en écoulement, $\alpha = 6°$

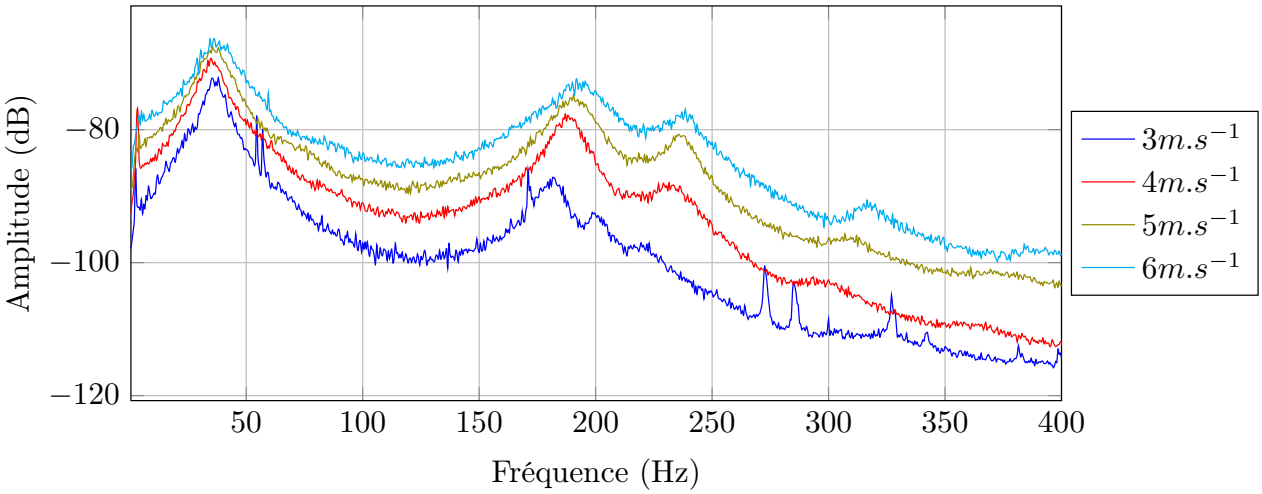


FIGURE D.10 – Réponse vibratoire du profil POM_c en écoulement, $\alpha = 8°$

D.2.2 Spectres moyennés sur la surface complète du profil

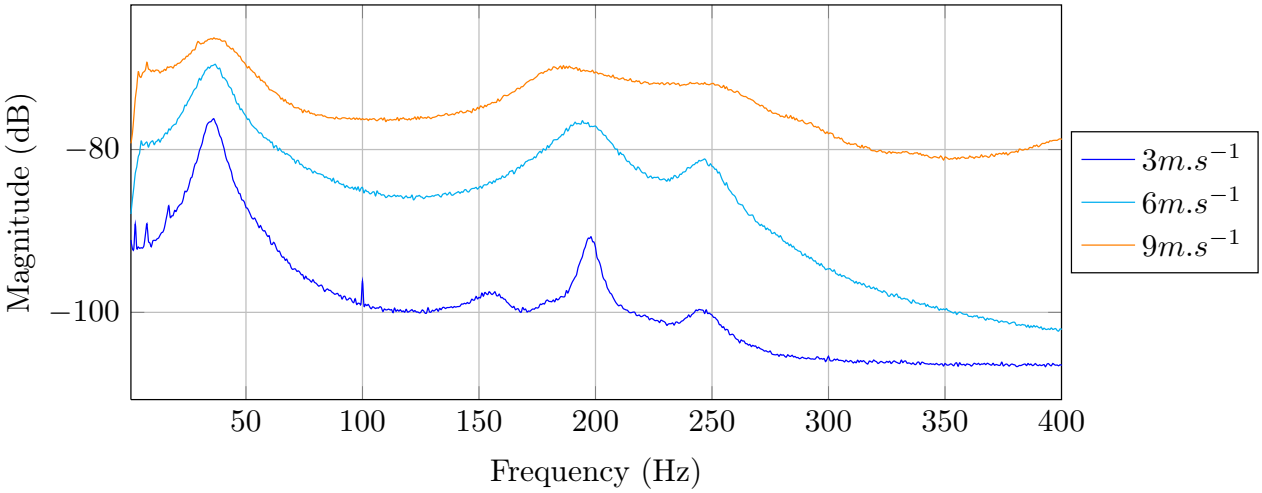


FIGURE D.11 – Réponse vibratoire du profil POM_c en écoulement, $\alpha = 8°$

D.3 Profil POM$_b$

Les figures D.12 à D.15 représentent la réponse vibratoire du profil POM$_b$ à un écoulement de vitesse 5 et $6m.s^{-1}$ et pour une incidence variant de $\alpha = 0°$ à $\alpha = 8°$ par pas de $\Delta\alpha = 2°$ (le cas $\alpha = 2°$ n'a pas été traité). Les spectres sont moyennés sur la surface complète du profil et représentés sur une plage de fréquences allant de 0 à 400Hz.

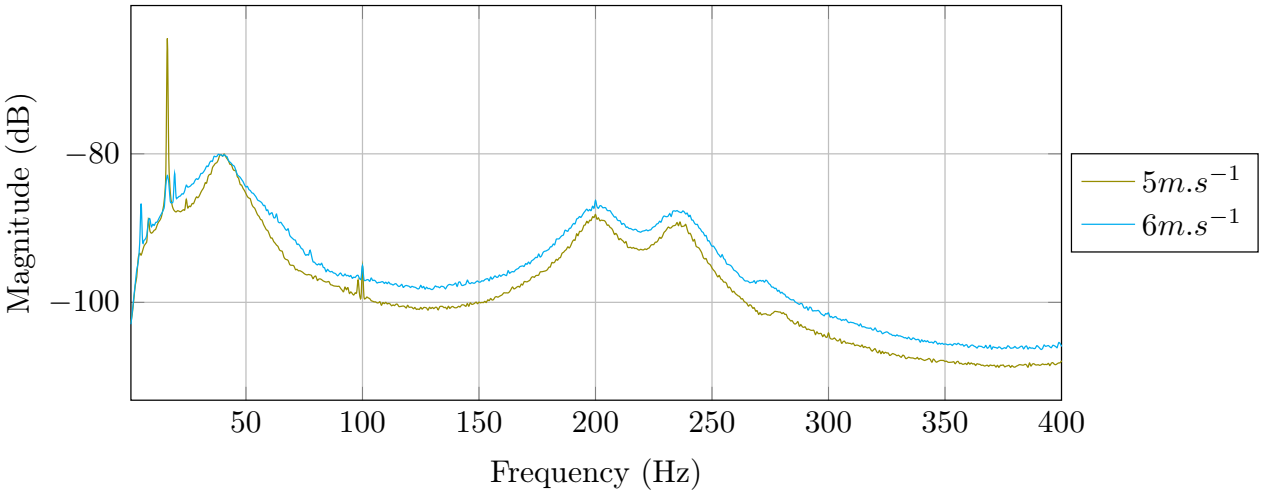


FIGURE D.12 – Réponse vibratoire du profil POM$_b$ en écoulement, $\alpha = 0°$

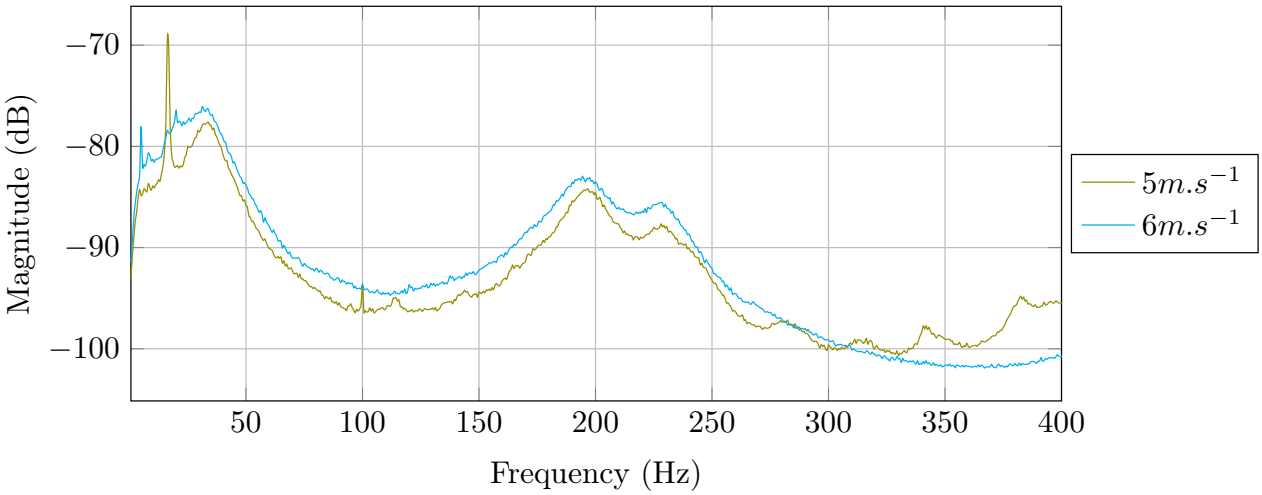


FIGURE D.13 – Réponse vibratoire du profil POM$_b$ en écoulement, $\alpha = 4°$

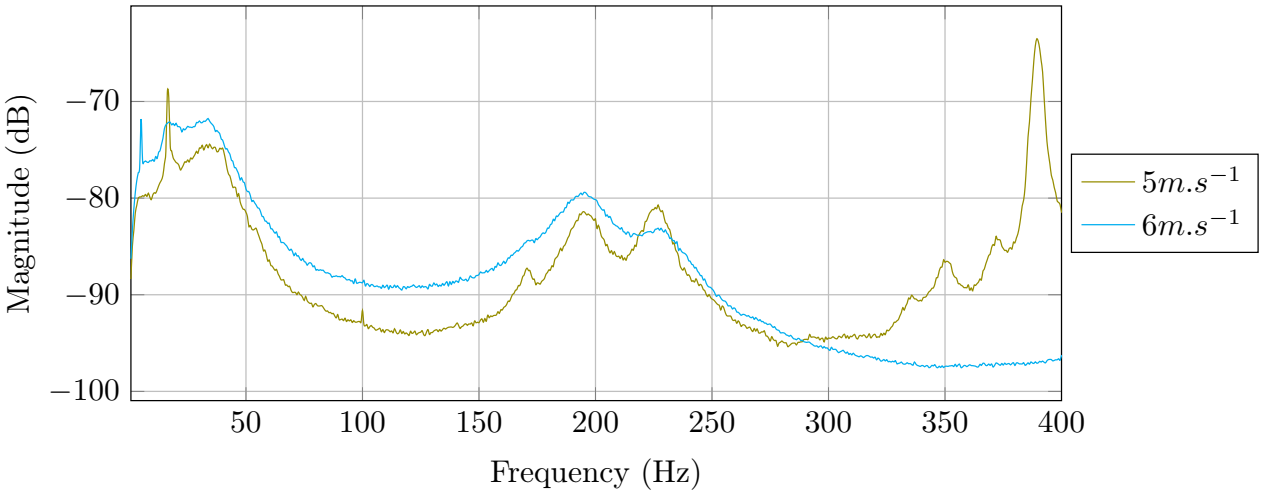


FIGURE D.14 – Réponse vibratoire du profil POM_b en écoulement, $\alpha = 6°$

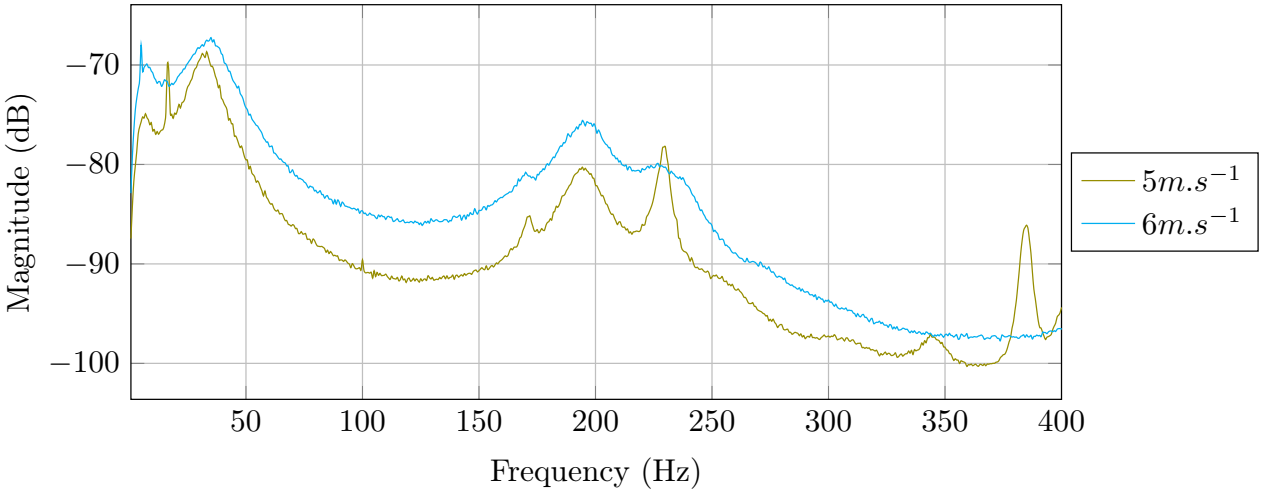


FIGURE D.15 – Réponse vibratoire du profil POM_b en écoulement, $\alpha = 8°$

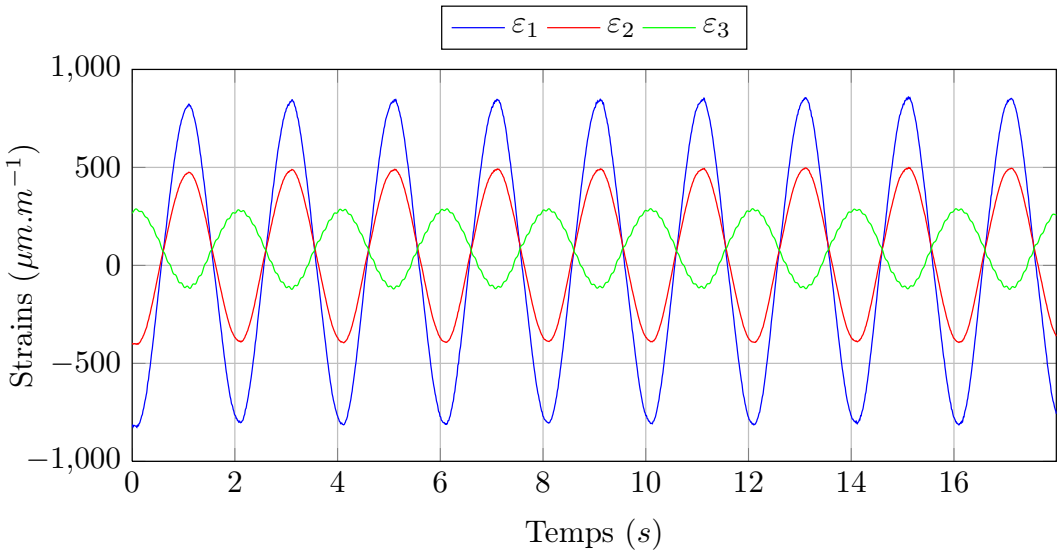
Annexe E

Évolution du comportement dynamique du profil

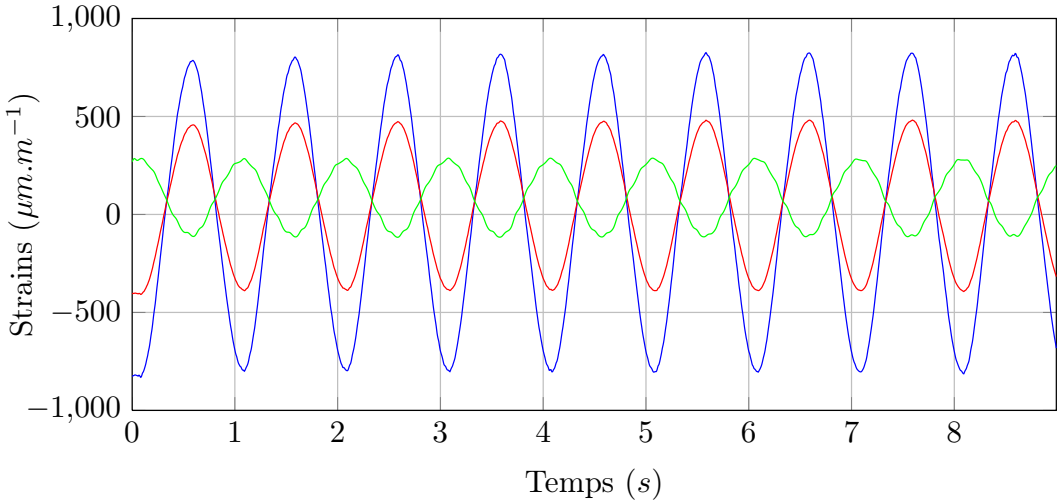
Cette section regroupe les évolutions temporelles des signaux mesurés par les jauges de contraintes encastrées dans le profil POM_c. De ces signaux ont été déduites les valeurs enregistrées à vide. On rappelle les configurations testées :

Case	$\dot{\alpha}^*(°)$	$\alpha_{max}(°)$	$f_{osc}(Hz)$
C1	0.1	5	1
C2	0.1	10	0.5
C3	0.1	15	0.333
C4	0.2	5	1
C5	0.2	10	0.5
C6	0.2	15	0.333
C7	0.6	5	3
C8	0.6	10	1.5
C9	0.6	15	1

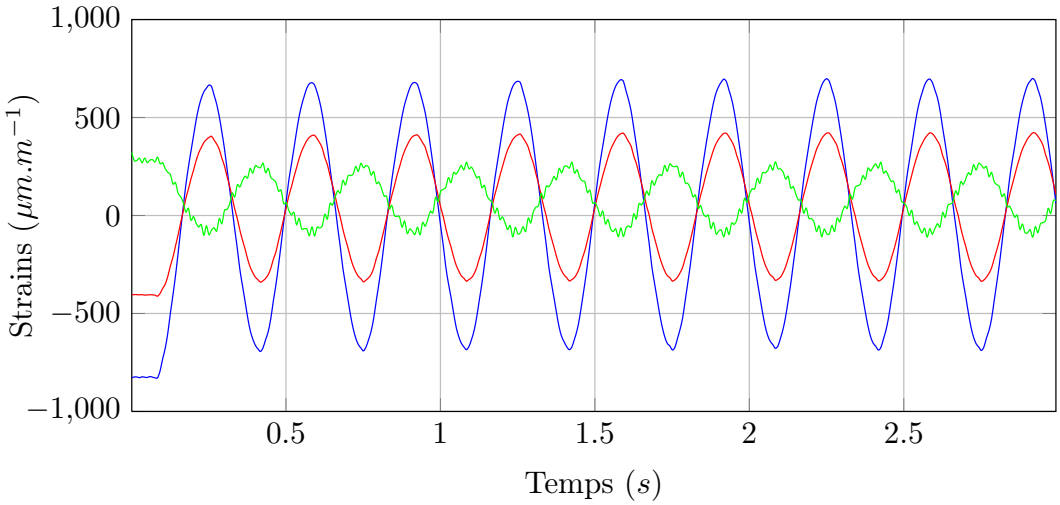
Table E.1 – Configurations expérimentales de mesures dynamiques de contraintes ($U = 5m.s^{-1}$)



(a) $\dot{\alpha}^* = 0{,}1$



(b) $\dot{\alpha}^* = 0{,}2$



(c) $\dot{\alpha}^* = 0{,}6$

FIGURE E.1 – Déformations ε_i mesurées dans les configurations telles que $\alpha_{max} = 5°$

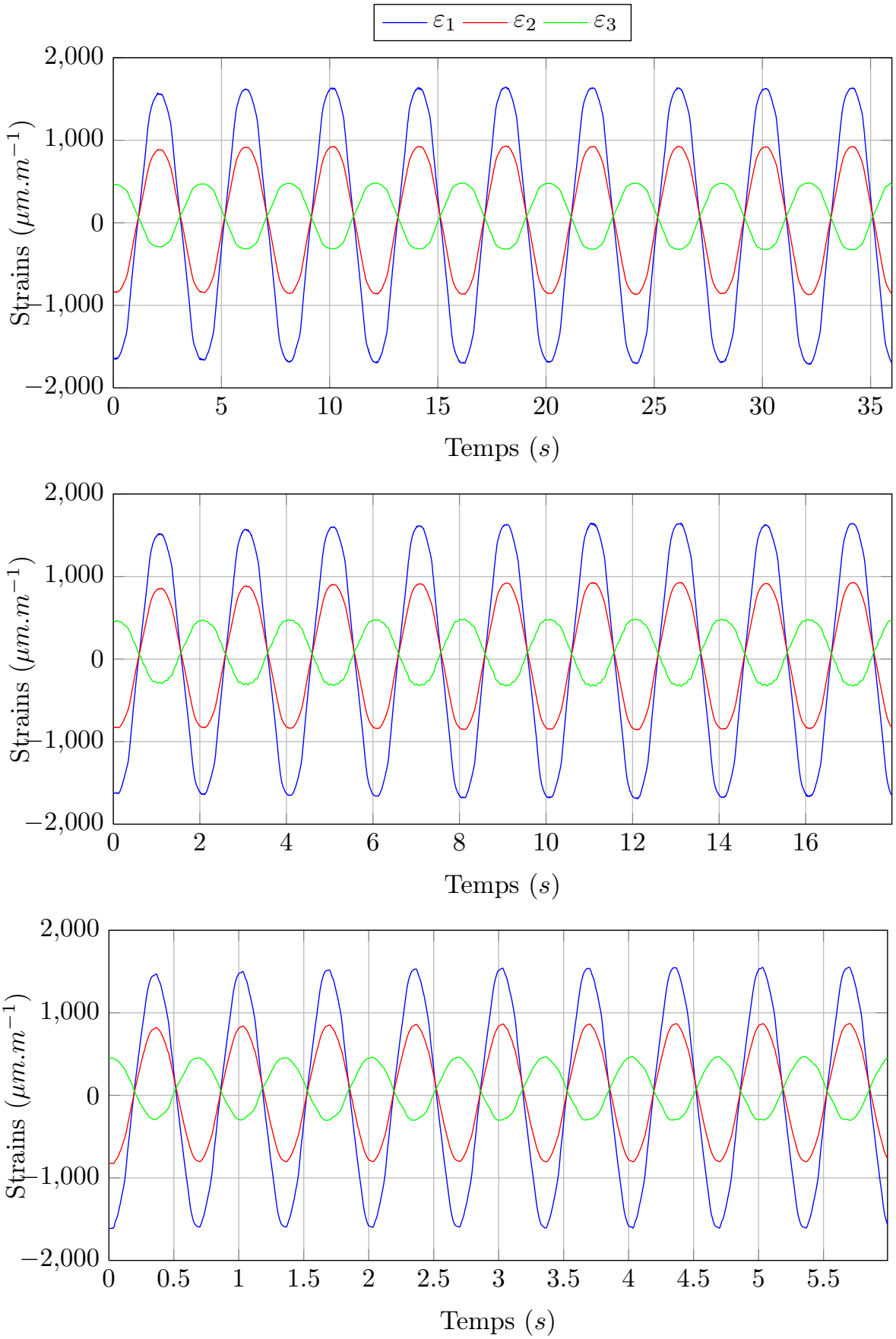


FIGURE E.2 – Déformations ε_i mesurées dans les configurations telles que $\alpha_{max} = 10°$

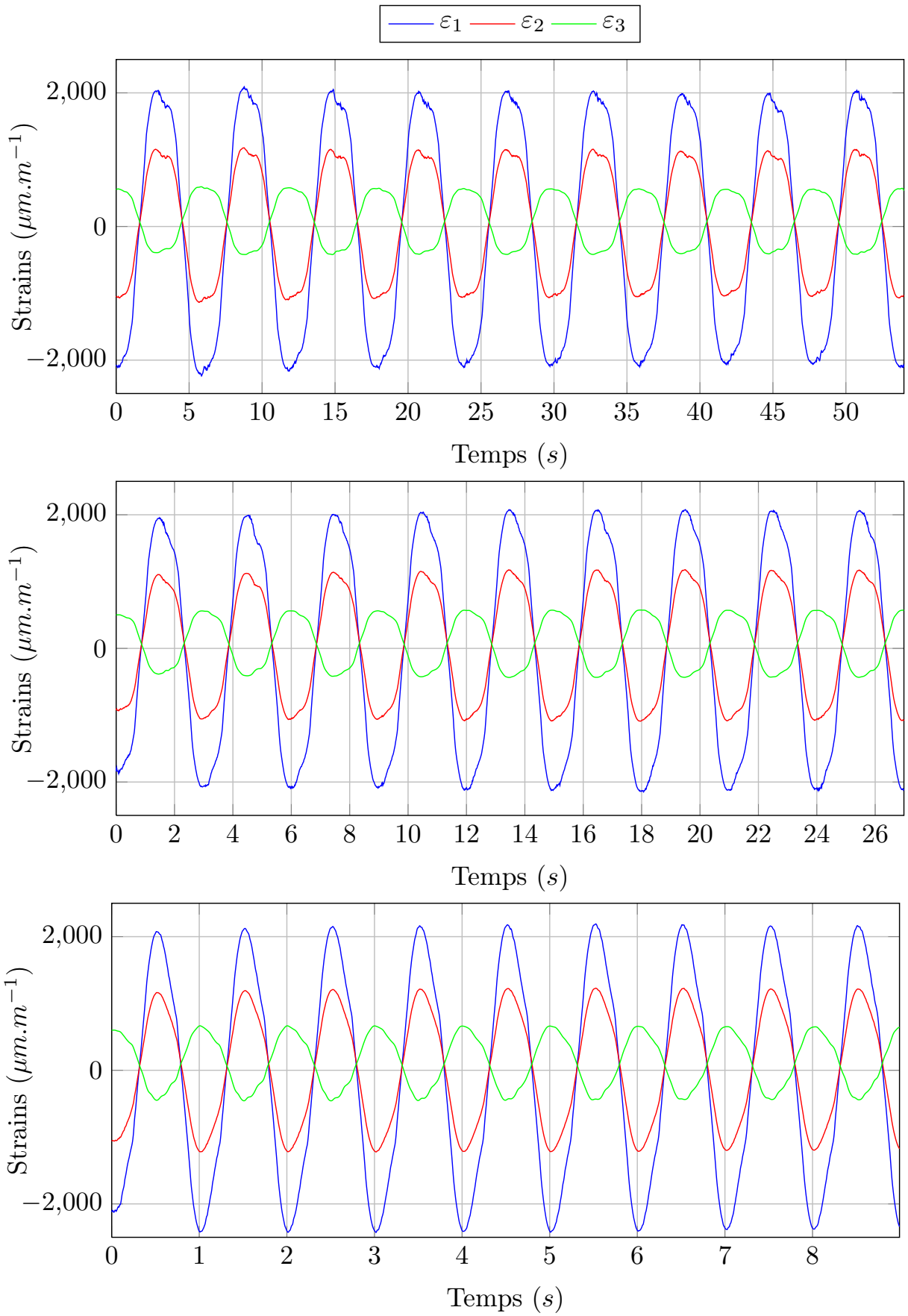
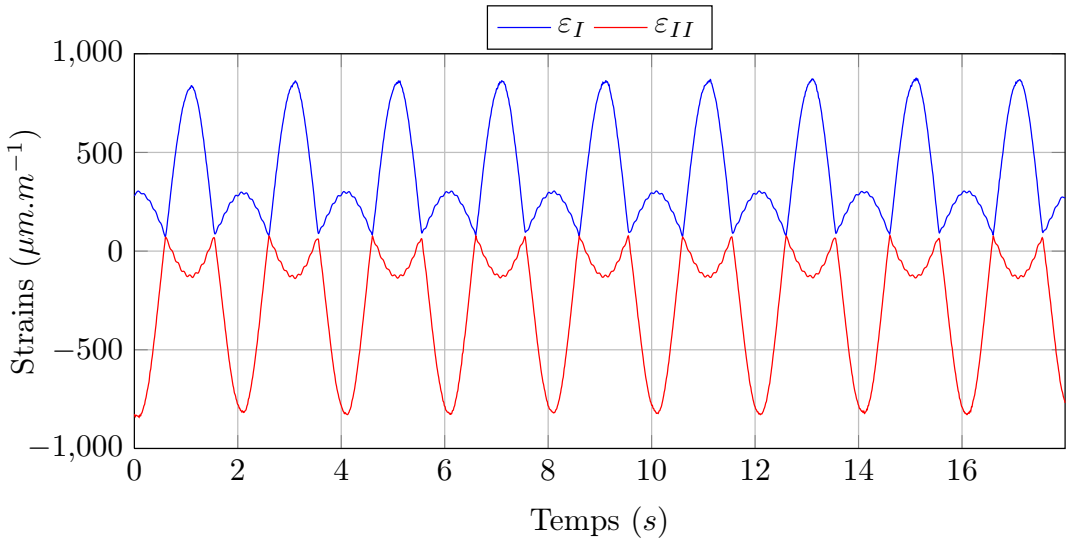
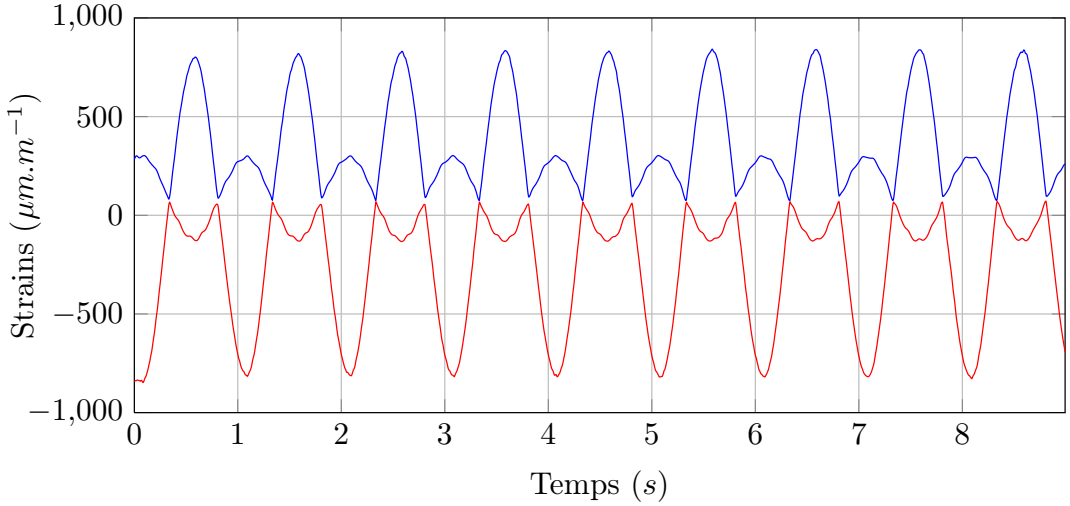


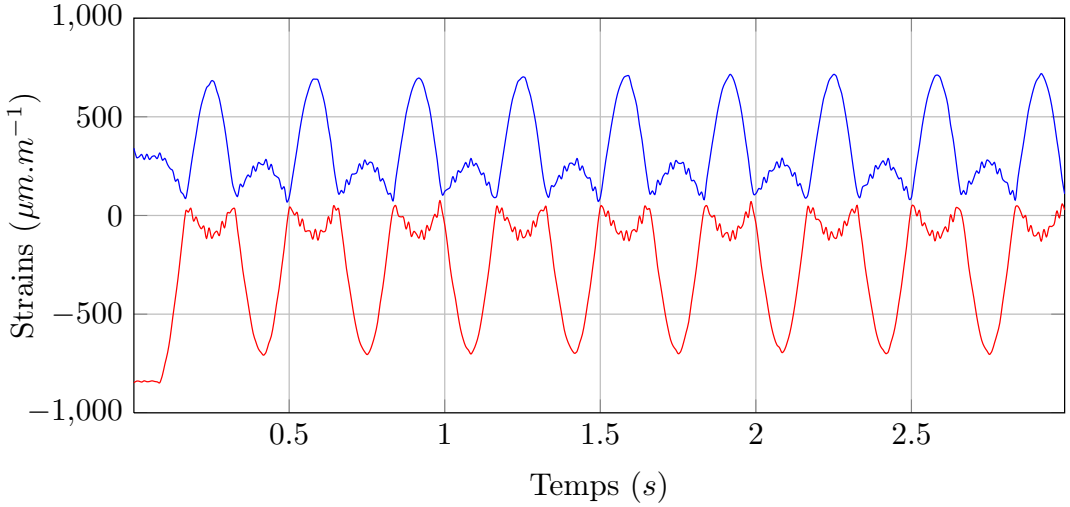
FIGURE E.3 – Déformations ε_i mesurées dans les configurations telles que $\alpha_{max} = 15°$



(a) $\dot{\alpha}^* = 0{,}1$

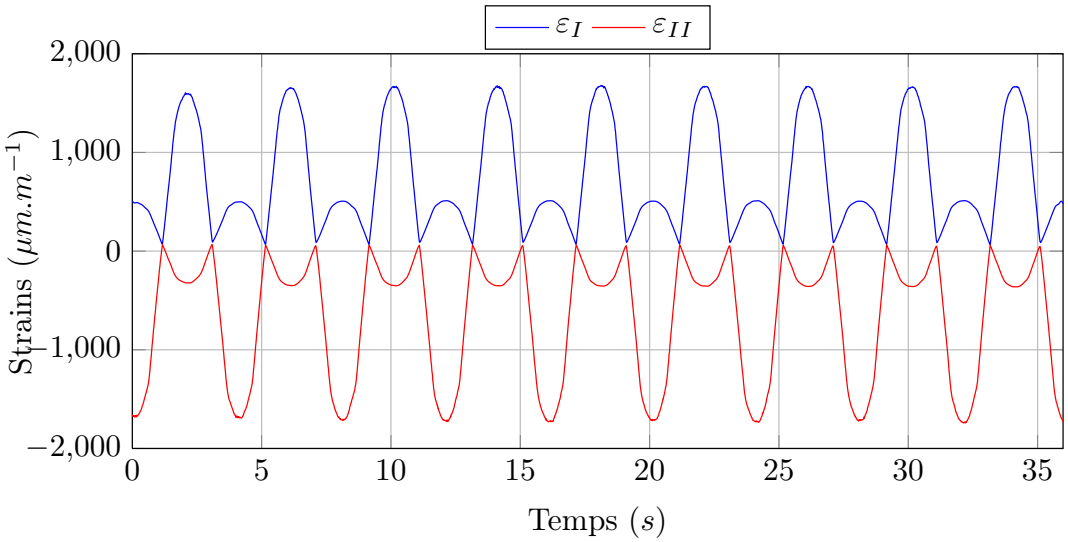


(b) $\dot{\alpha}^* = 0{,}2$

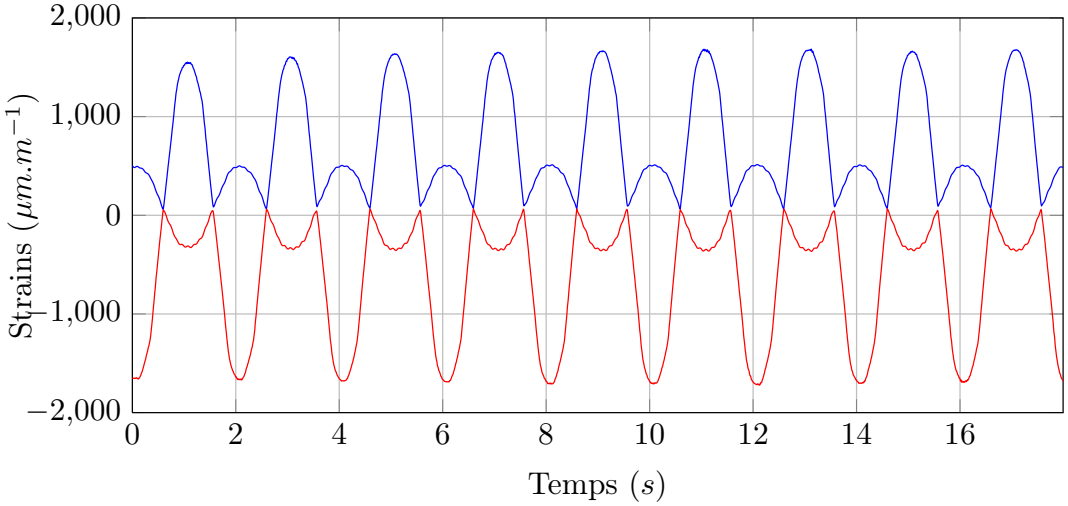


(c) $\dot{\alpha}^* = 0{,}6$

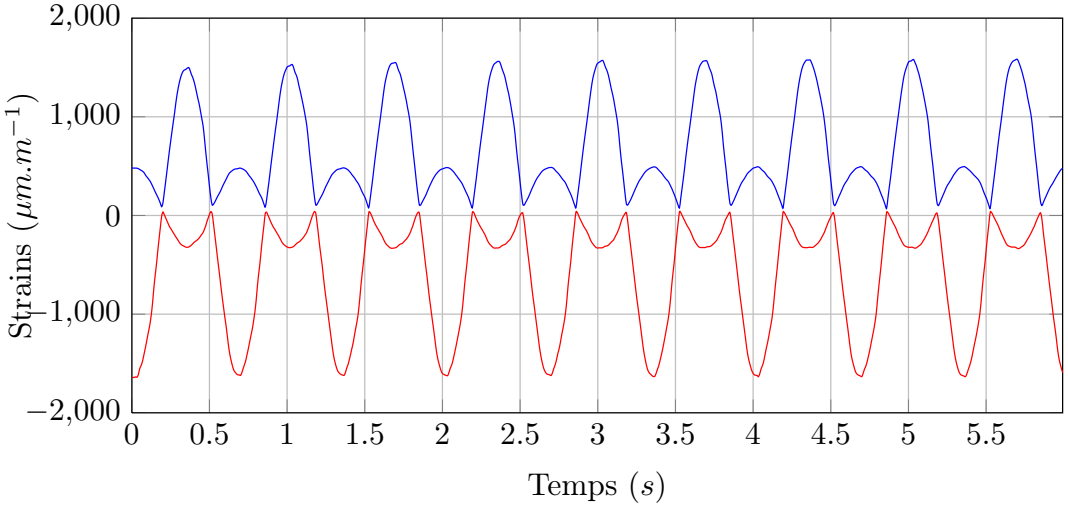
FIGURE E.4 – Déformations principales $\varepsilon_{I,II}$ mesurées dans les configurations telles que $\alpha_{max} = 5°$



(a) $\dot{\alpha}^* = 0{,}1$

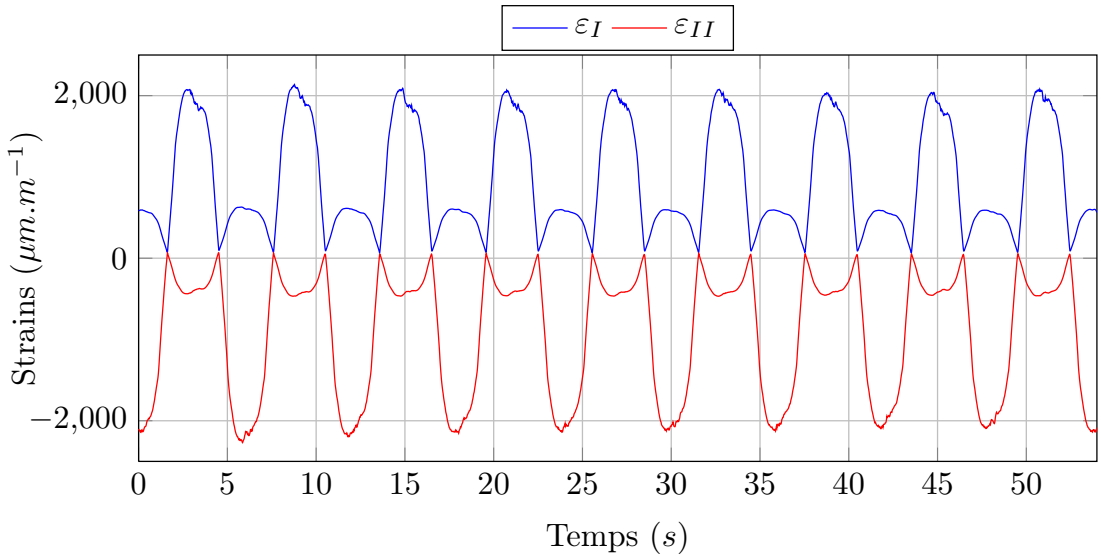


(b) $\dot{\alpha}^* = 0{,}2$

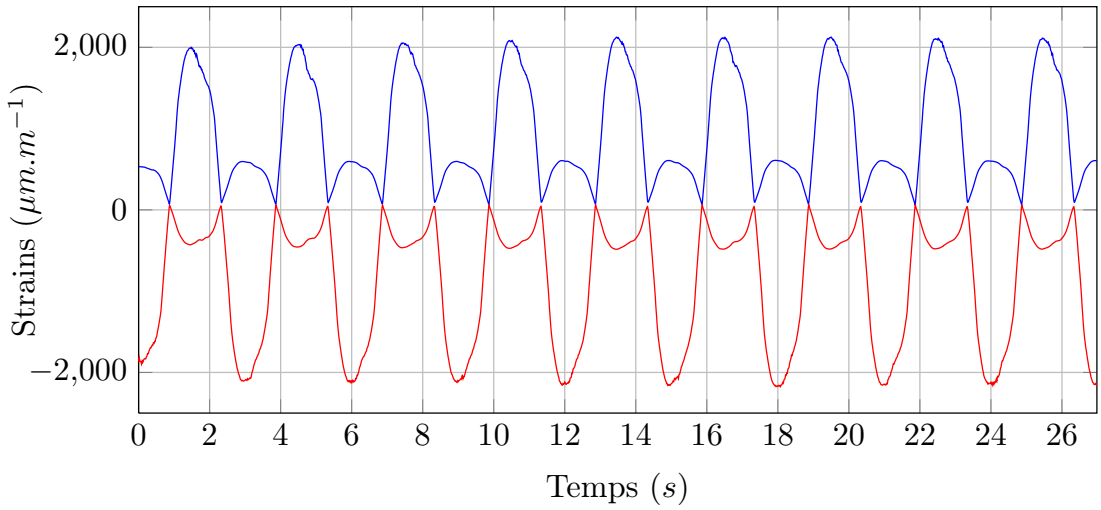


(c) $\dot{\alpha}^* = 0{,}6$

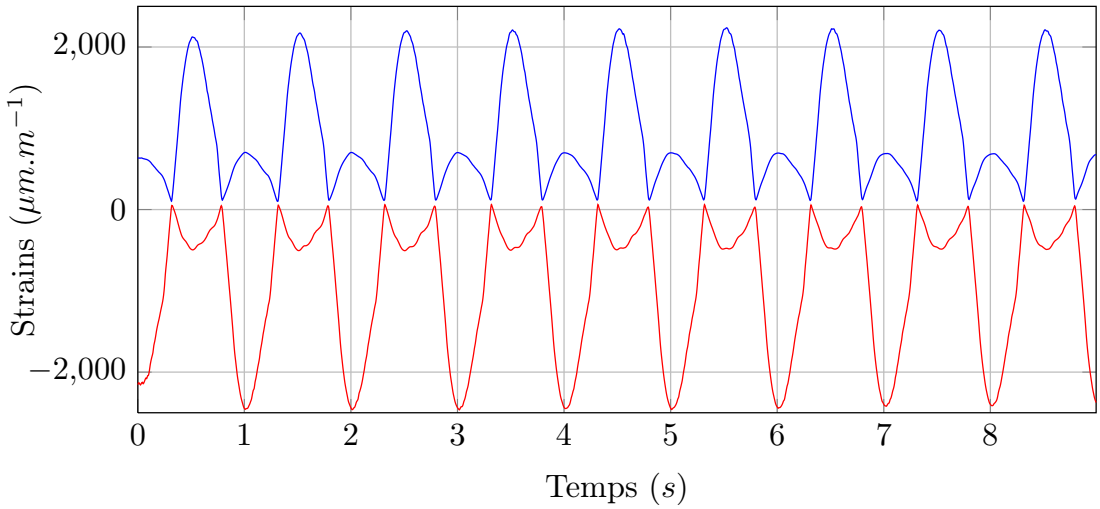
FIGURE E.5 – Déformations principales $\varepsilon_{I,II}$ mesurées dans les configurations telles que $\alpha_{max} = 10°$



(a) $\dot{\alpha}^* = 0{,}1$

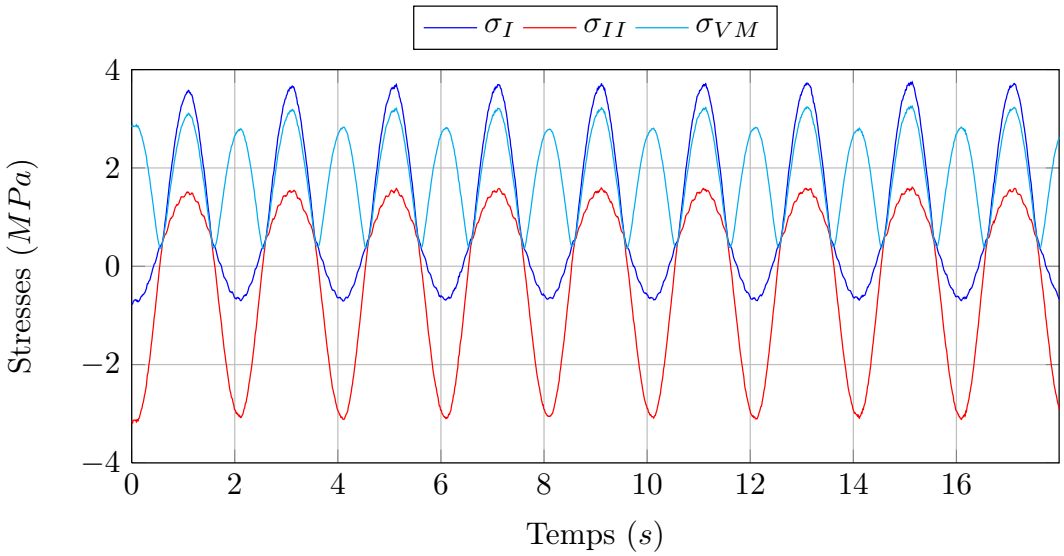


(b) $\dot{\alpha}^* = 0{,}2$

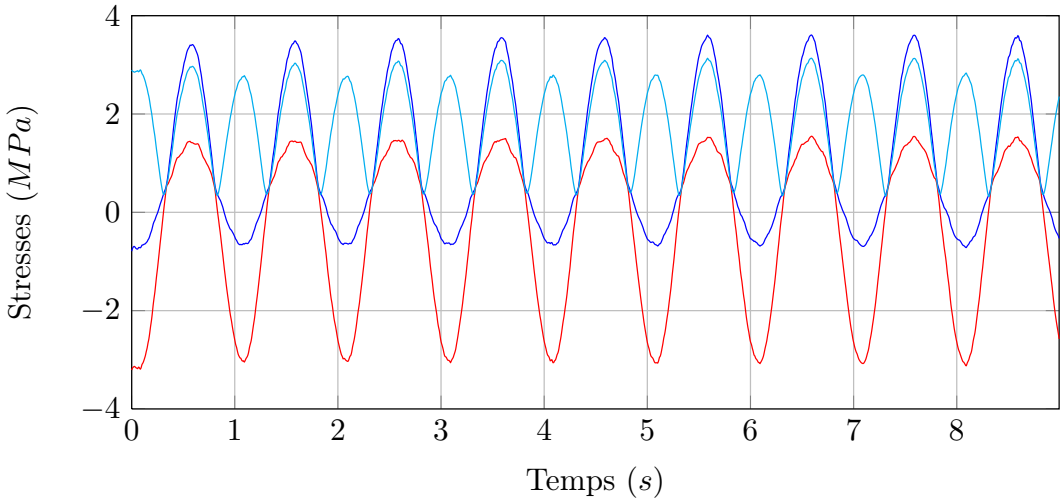


(c) $\dot{\alpha}^* = 0{,}6$

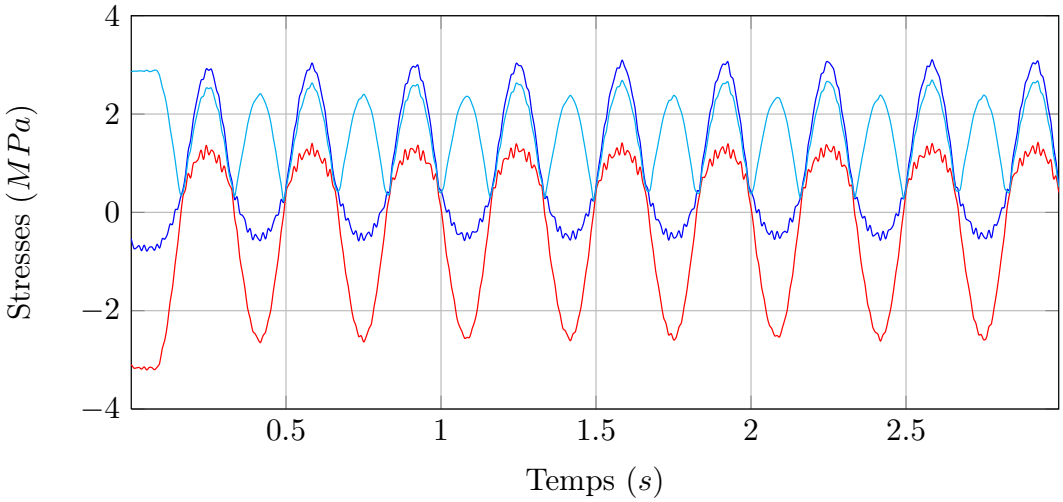
FIGURE E.6 – Déformations principales $\varepsilon_{I,II}$ mesurées dans les configurations telles que $\alpha_{max} = 15°$



(a) $\dot{\alpha}^* = 0{,}1$

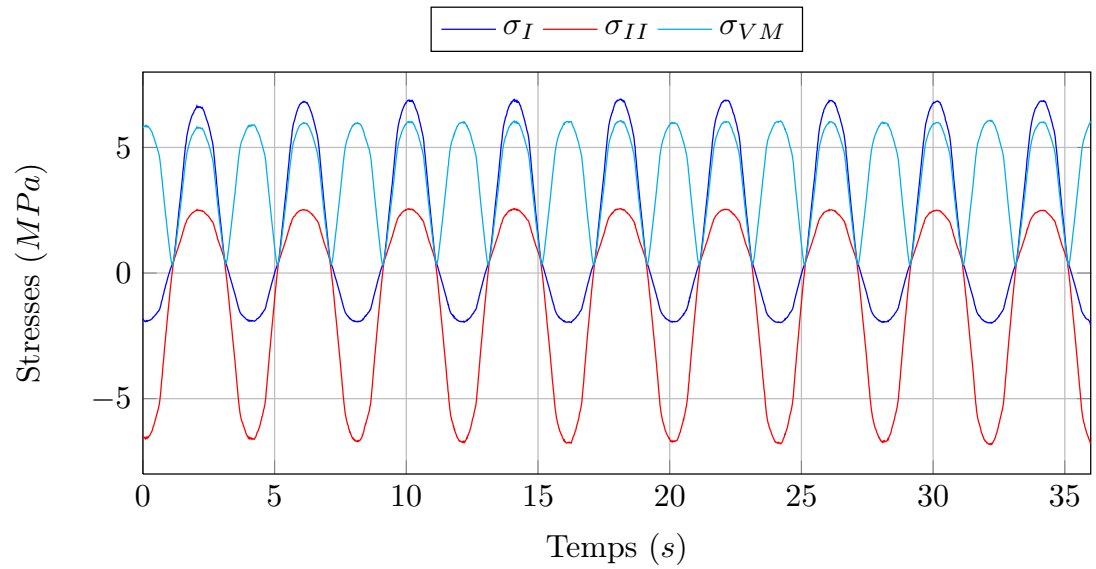


(b) $\dot{\alpha}^* = 0{,}2$

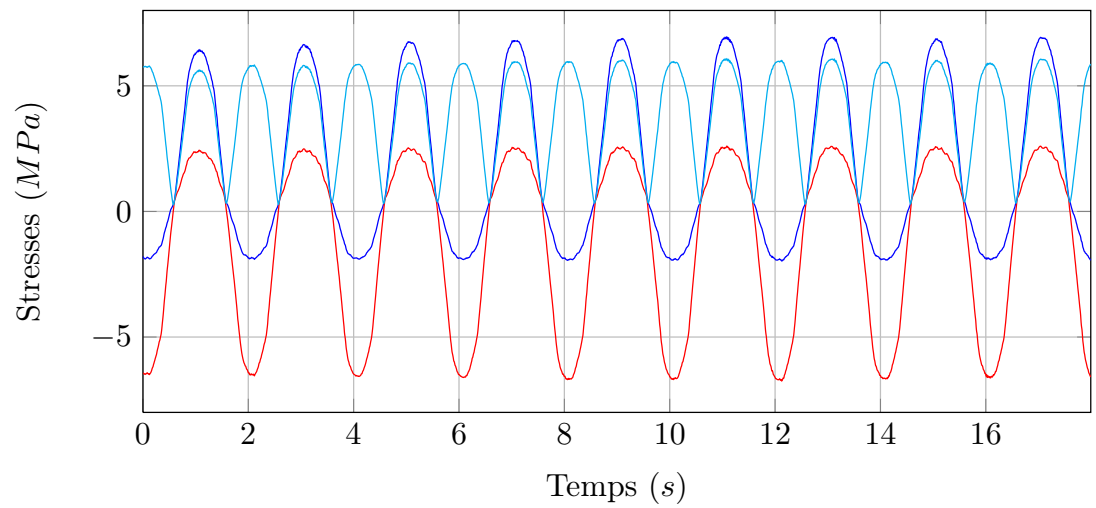


(c) $\dot{\alpha}^* = 0{,}6$

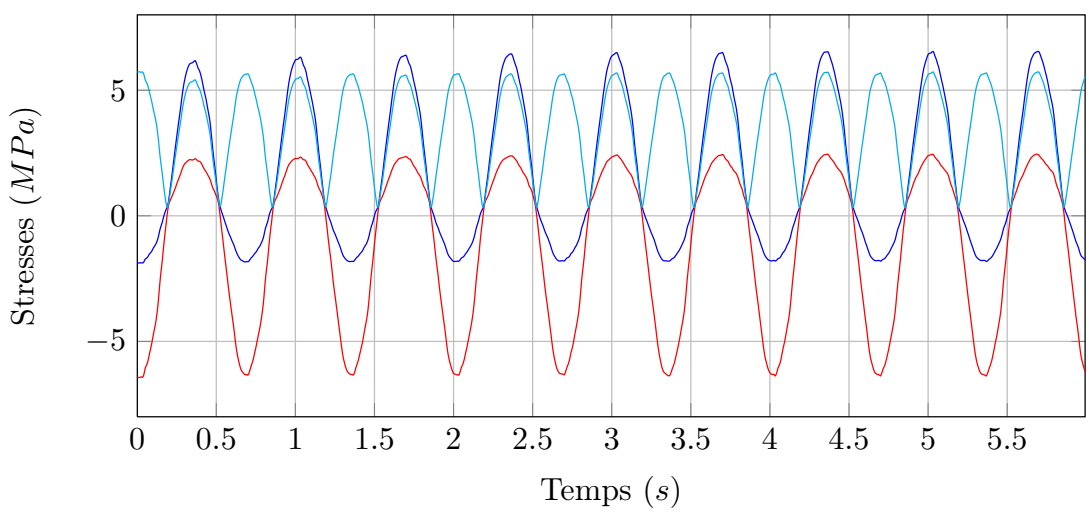
FIGURE E.7 – Contraintes principales $\sigma_{I,II}$ et contraintes de von Mises σ_{VM} mesurées dans les configurations telles que $\alpha_{max} = 5°$



(a) $\dot{\alpha}^* = 0{,}1$

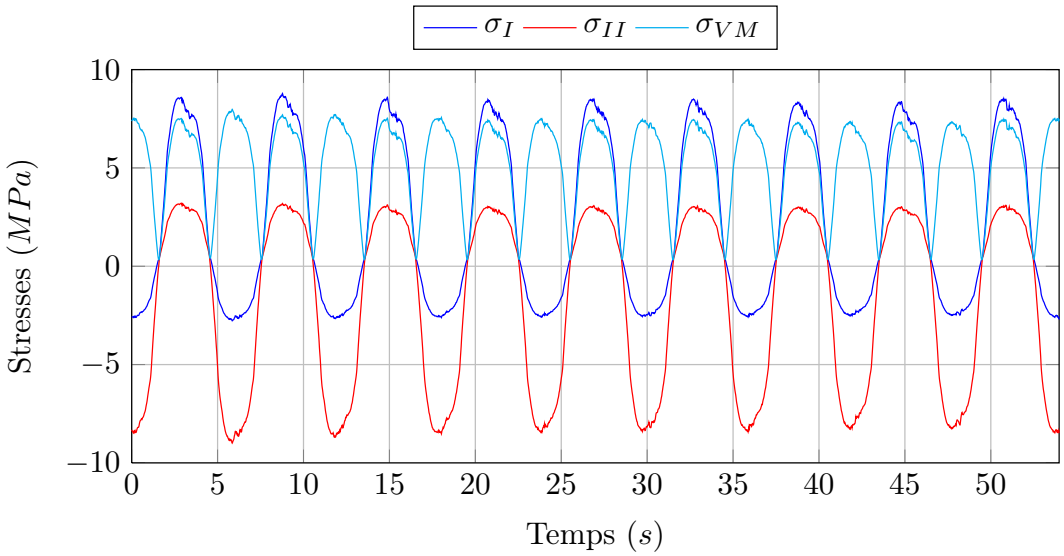


(b) $\dot{\alpha}^* = 0{,}2$

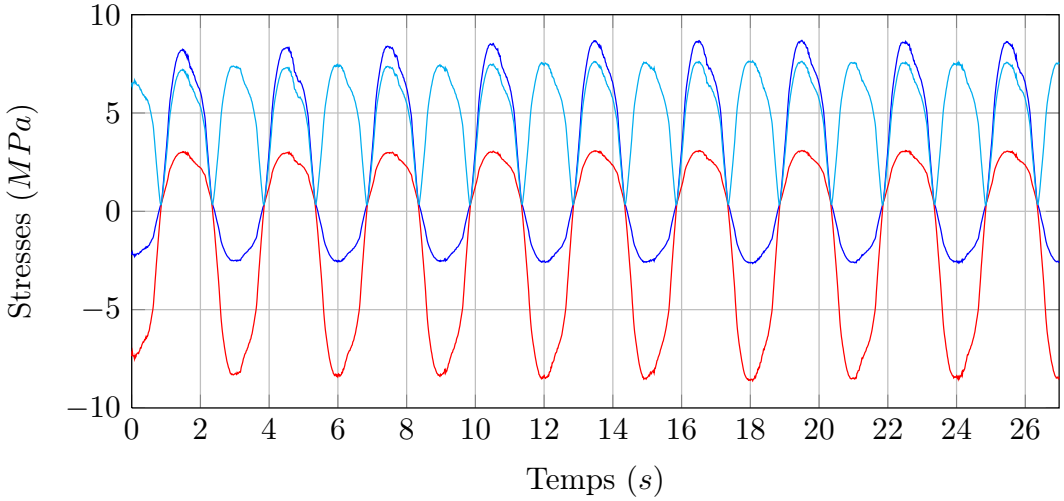


(c) $\dot{\alpha}^* = 0{,}6$

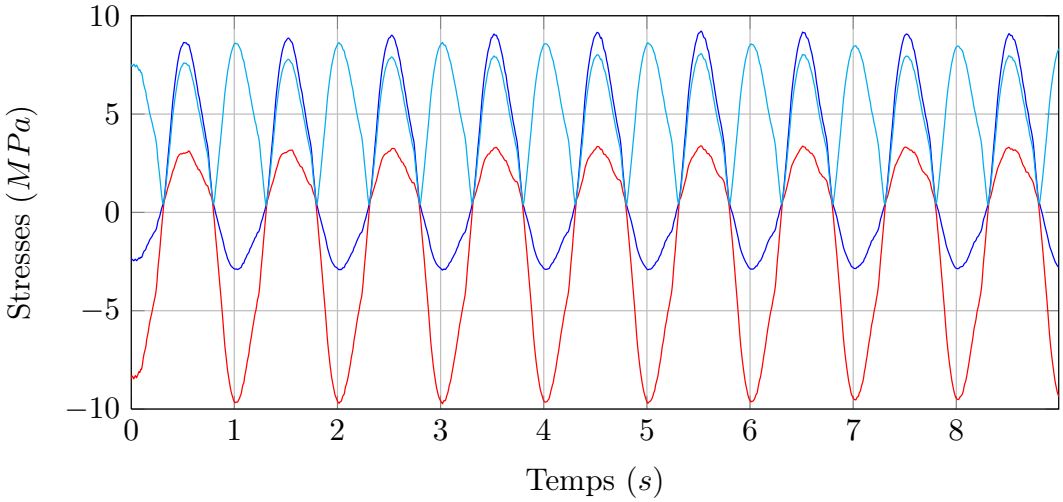
FIGURE E.8 – Contraintes principales $\sigma_{I,II}$ et contraintes de von Mises σ_{VM} mesurées dans les configurations telles que $\alpha_{max} = 10°$



(a) $\dot{\alpha}^* = 0{,}1$



(b) $\dot{\alpha}^* = 0{,}2$



(c) $\dot{\alpha}^* = 0{,}6$

FIGURE E.9 – Contraintes principales $\sigma_{I,II}$ et contraintes de von Mises σ_{VM} mesurées dans les configurations telles que $\alpha_{max} = 15°$

Annexe F

Signaux temporels associés aux images de la caméra rapide

F.1 Profil en acier inoxydable

La fréquence d'acquisition de la caméra vaut 1 ou 2 kHz, chaque signal représente une seconde d'acquisition.

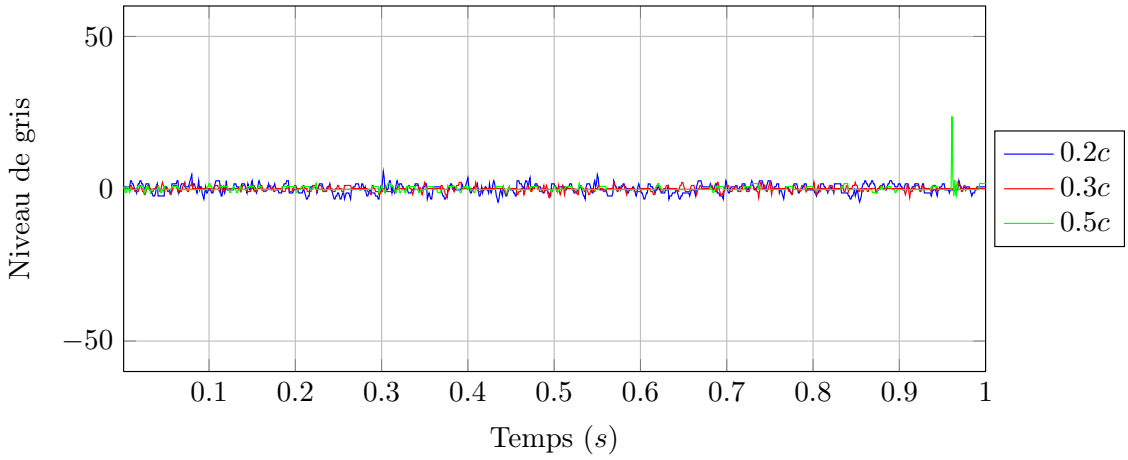


FIGURE F.1 – Signal temporel associé aux images de la caméra rapide pour $\alpha = 8°$ et $p = 500$ $mbar$ soit $\sigma = 2{,}64$

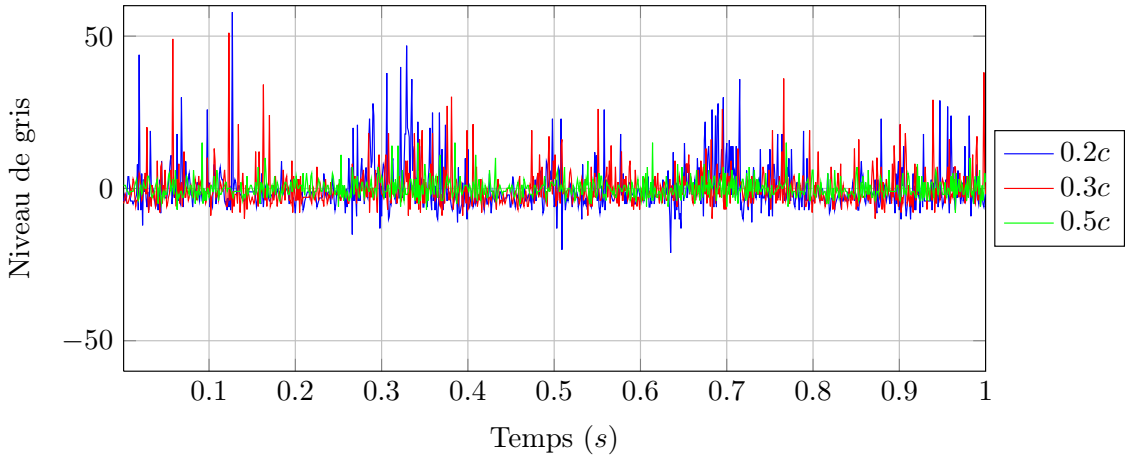


FIGURE F.2 – Signal temporel associé aux images de la caméra rapide pour $\alpha = 8°$ et $p = 440$ *mbar* soit $\sigma = 2{,}30$

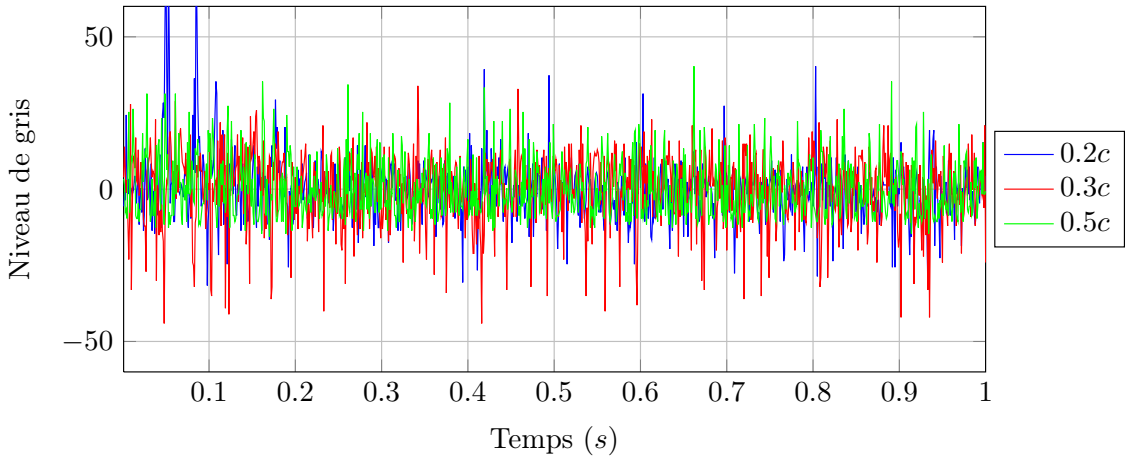


FIGURE F.3 – Signal temporel associé aux images de la caméra rapide pour $\alpha = 8°$ et $p = 390$ *mbar* soit $\sigma = 2{,}02$

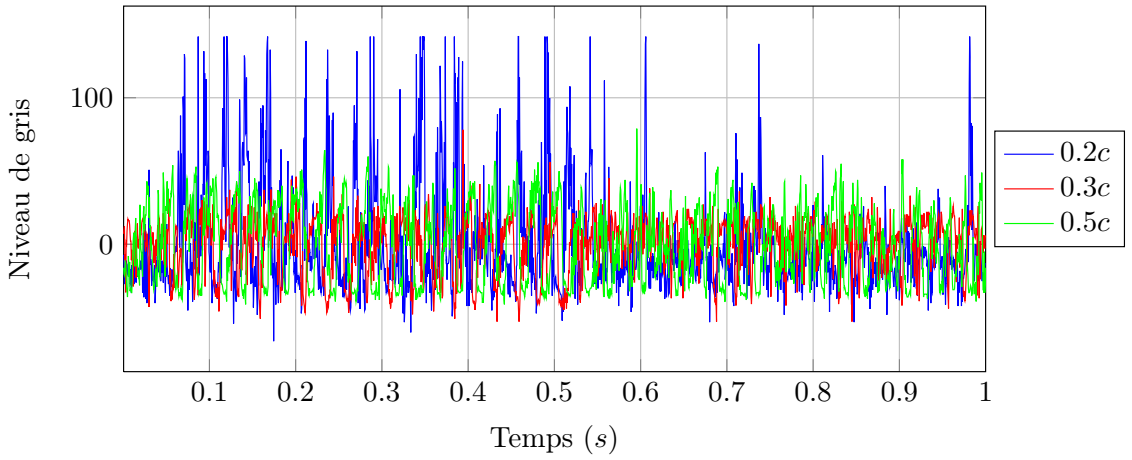


FIGURE F.4 – Signal temporel associé aux images de la caméra rapide pour $\alpha = 8°$ et $p = 350$ *mbar* soit $\sigma = 1{,}86$

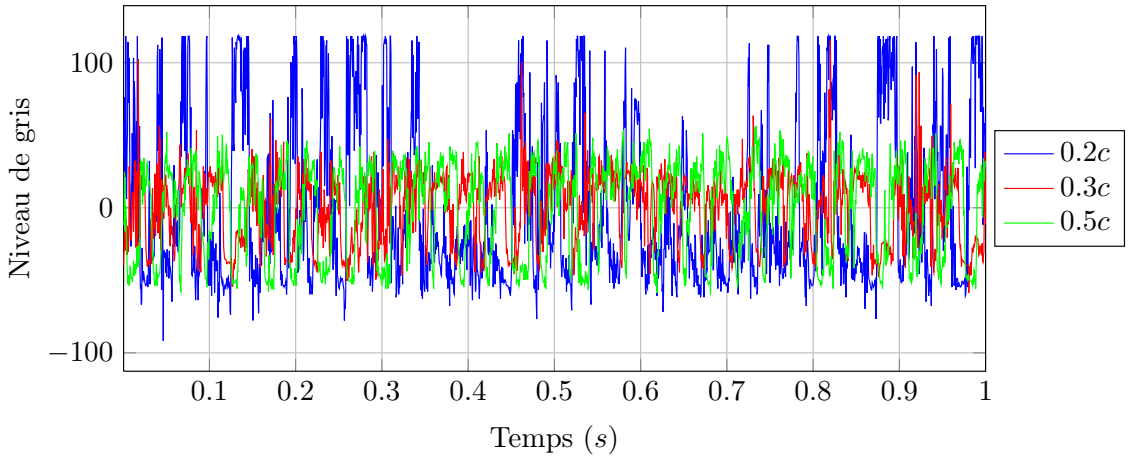


FIGURE F.5 – Signal temporel associé aux images de la caméra rapide pour $\alpha = 8°$ et $p = 310$ *mbar* soit $\sigma = 1{,}58$

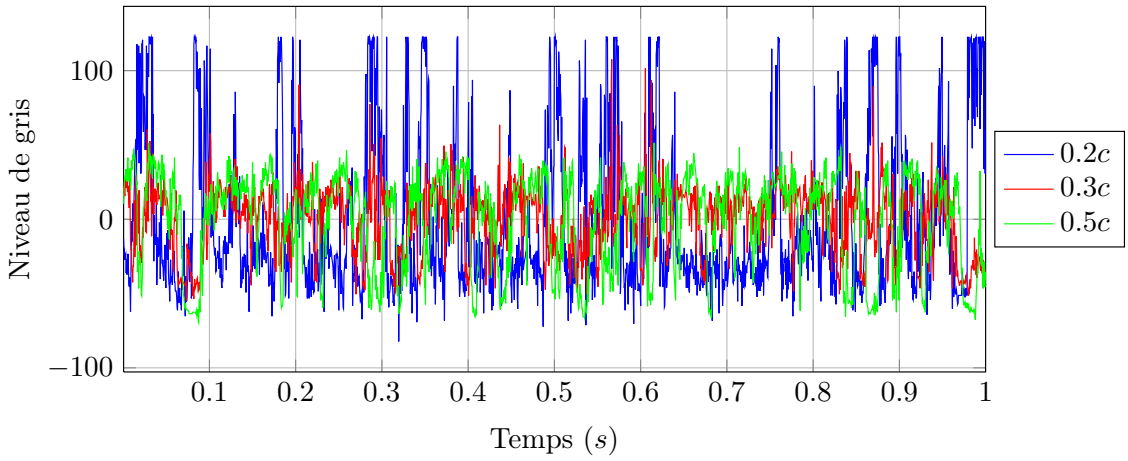


FIGURE F.6 – Signal temporel associé aux images de la caméra rapide pour $\alpha = 8°$ et $p = 270$ *mbar* soit $\sigma = 1{,}36$

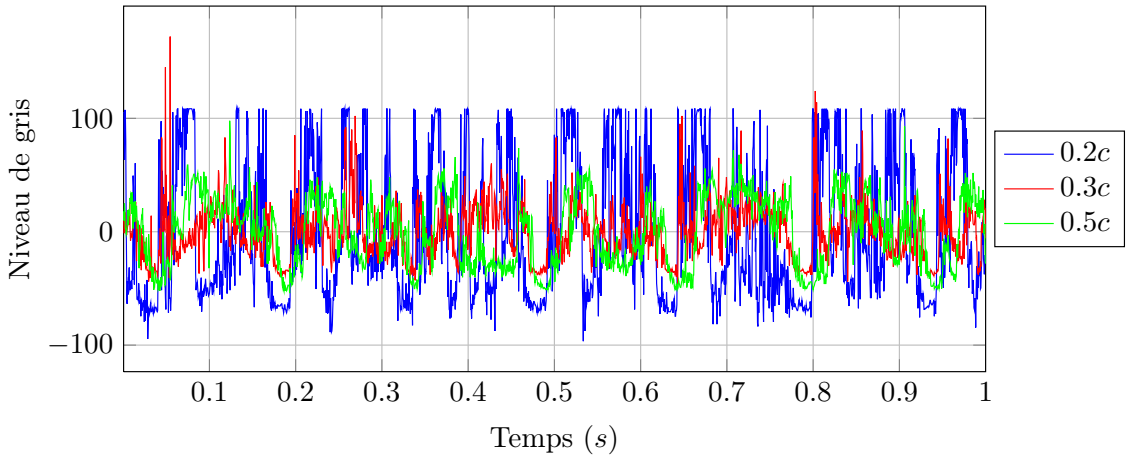


FIGURE F.7 – Signal temporel associé aux images de la caméra rapide pour $\alpha = 8°$ et $p = 220$ *mbar* soit $\sigma = 1{,}08$

F.2 Profil POM_c

La fréquence d'acquisition de la caméra vaut 1 kHz, chaque signal représente une seconde d'acquisition.

F.2.1 $\alpha = 8°$

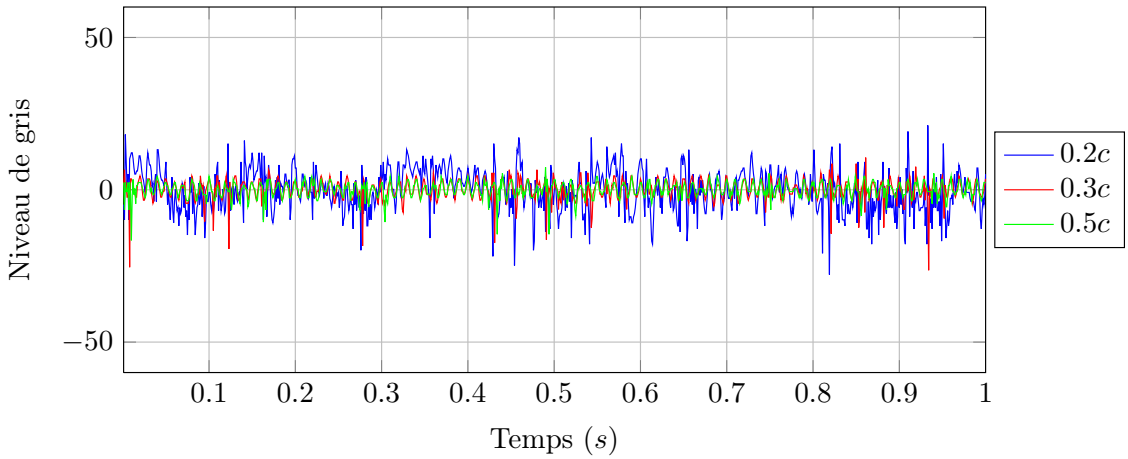


FIGURE F.8 – Signal temporel associé aux images de la caméra rapide pour $\alpha = 8°$ et $p = 460$ $mbar$ soit $\sigma = 2{,}42$

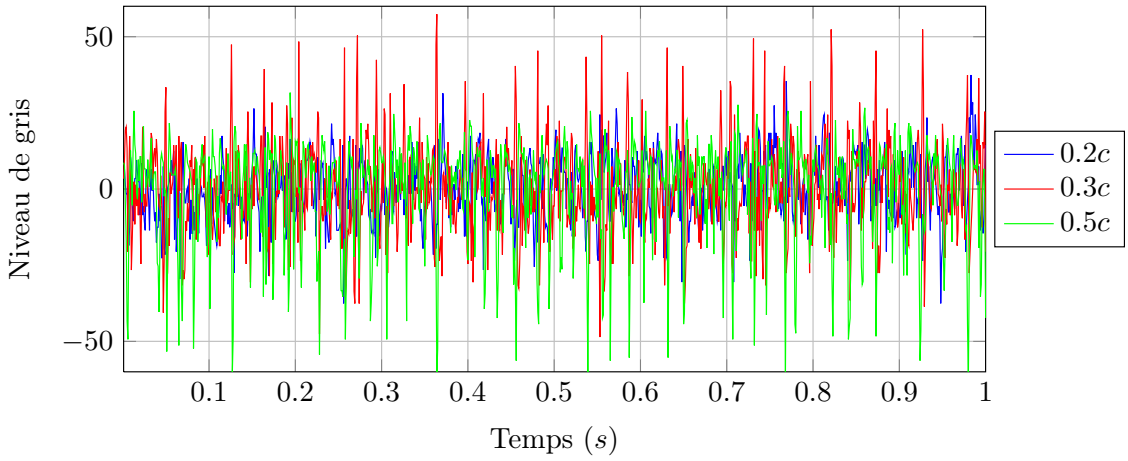


FIGURE F.9 – Signal temporel associé aux images de la caméra rapide pour $\alpha = 8°$ et $p = 400$ $mbar$ soit $\sigma = 2{,}08$

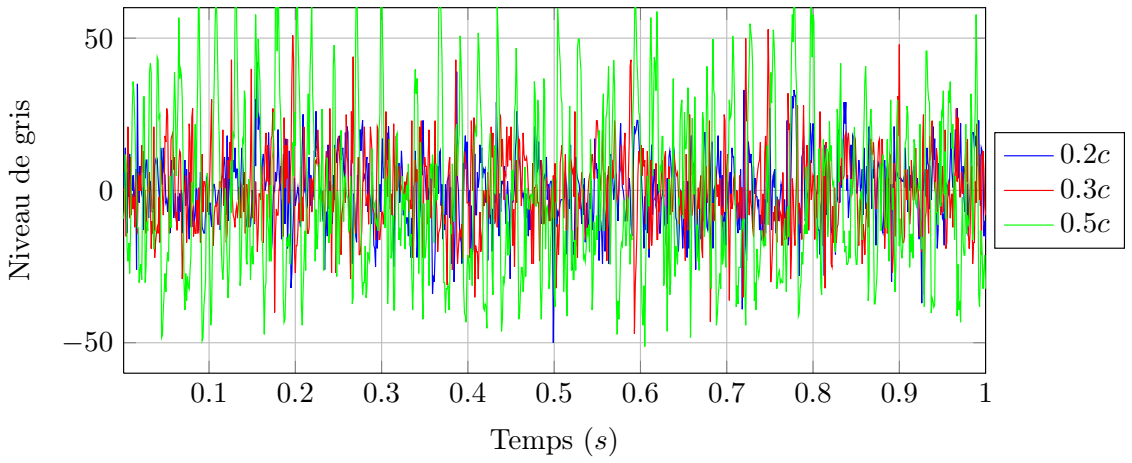


FIGURE F.10 – Signal temporel associé aux images de la caméra rapide pour $\alpha = 8°$ et $p = 350$ *mbar* soit $\sigma = 1{,}81$

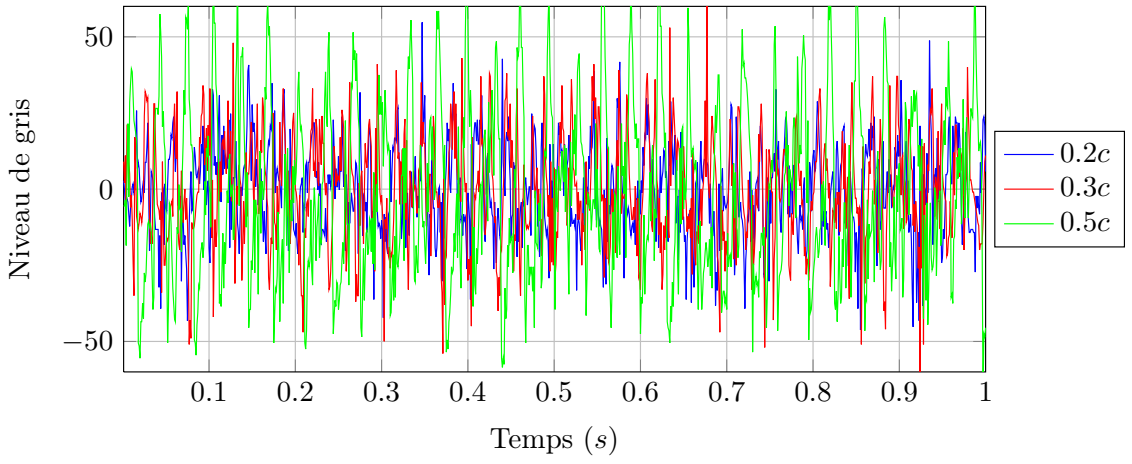


FIGURE F.11 – Signal temporel associé aux images de la caméra rapide pour $\alpha = 8°$ et $p = 317$ *mbar* soit $\sigma = 1{,}63$

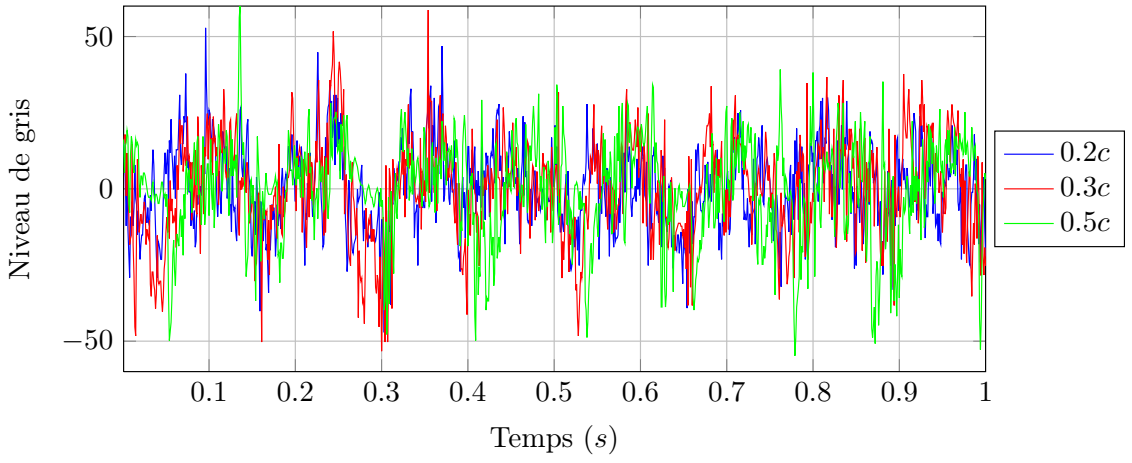


FIGURE F.12 – Signal temporel associé aux images de la caméra rapide pour $\alpha = 8°$ et $p = 278$ *mbar* soit $\sigma = 1{,}41$

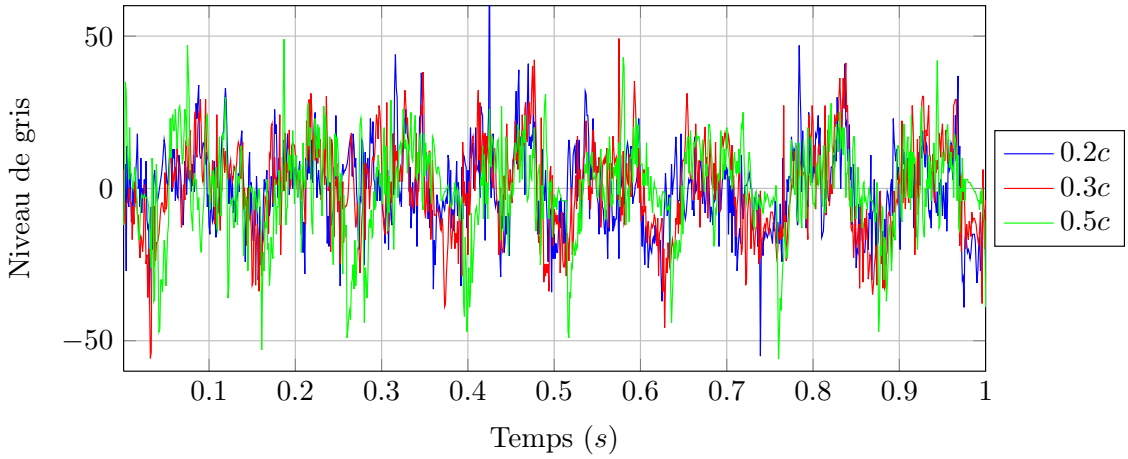


FIGURE F.13 – Signal temporel associé aux images de la caméra rapide pour $\alpha = 8°$ et $p = 270\ mbar$ soit $\sigma = 1{,}37$

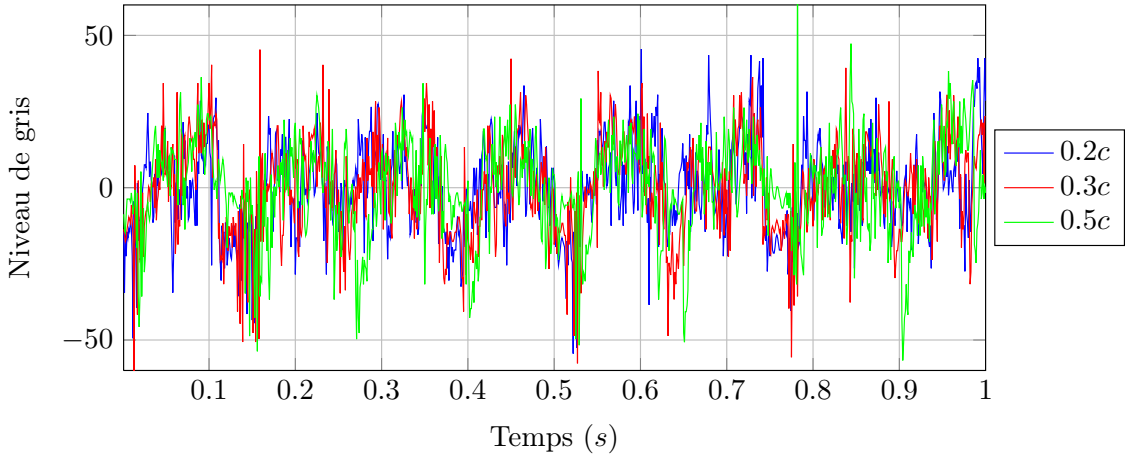


FIGURE F.14 – Signal temporel associé aux images de la caméra rapide pour $\alpha = 8°$ et $p = 249\ mbar$ soit $\sigma = 1{,}25$

F.2.2 $\alpha = 10°$

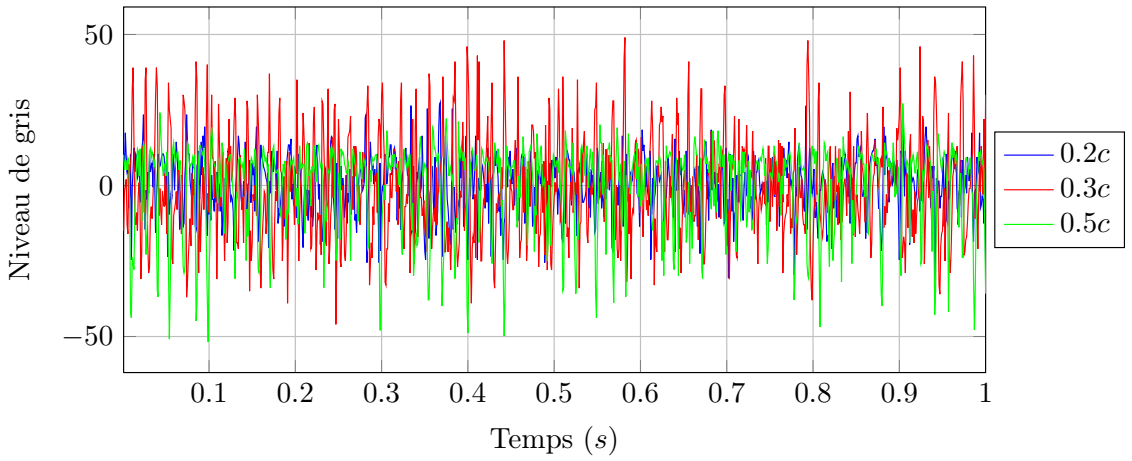


FIGURE F.15 – Signal temporel associé aux images de la caméra rapide pour $\alpha = 10°$ et $p = 477$ *mbar* soit $\sigma = 2{,}51$

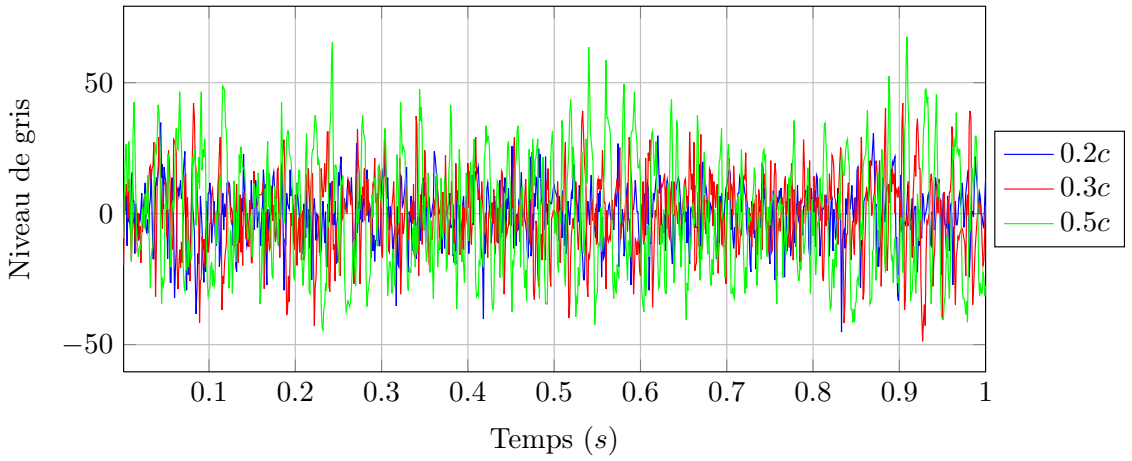


FIGURE F.16 – Signal temporel associé aux images de la caméra rapide pour $\alpha = 10°$ et $p = 398$ *mbar* soit $\sigma = 2{,}07$

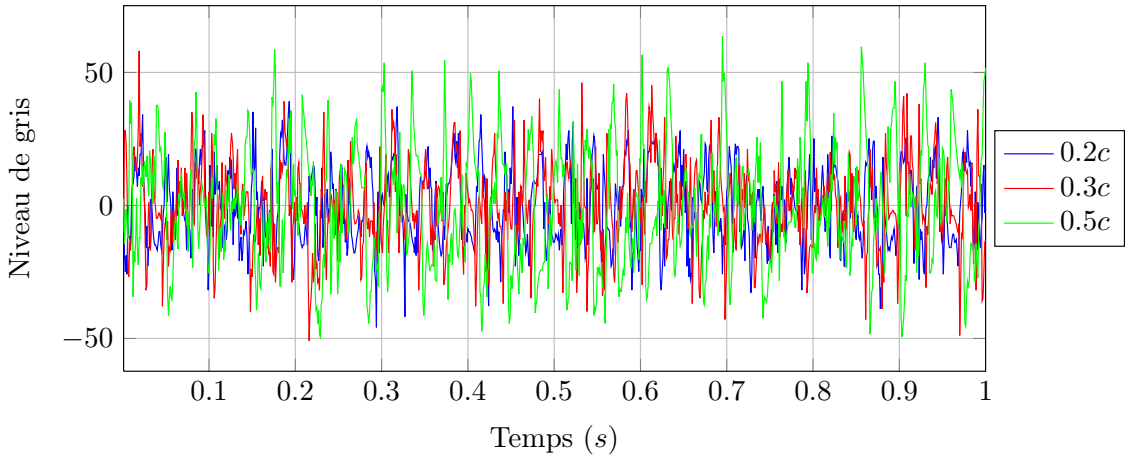


FIGURE F.17 – Signal temporel associé aux images de la caméra rapide pour $\alpha = 10°$ et $p = 340$ *mbar* soit $\sigma = 1{,}75$

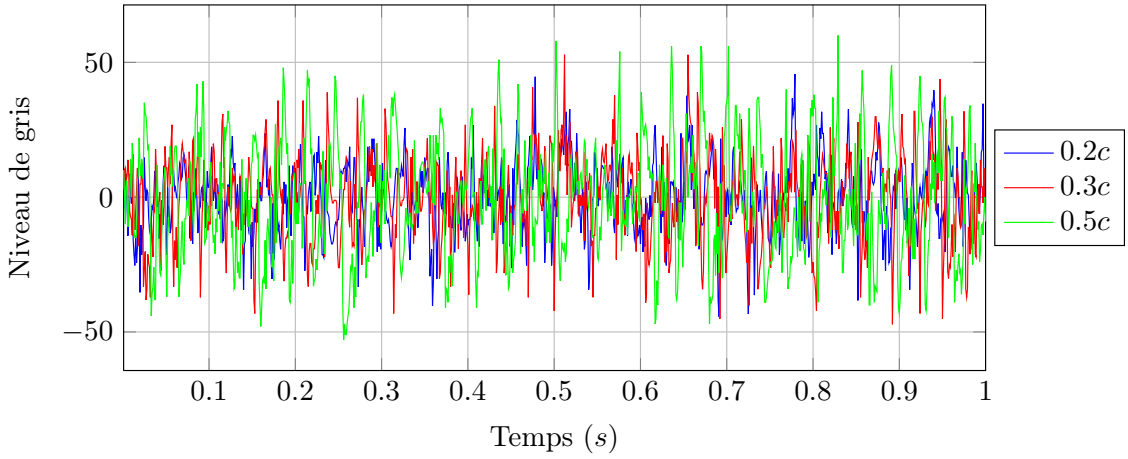


FIGURE F.18 – Signal temporel associé aux images de la caméra rapide pour $\alpha = 10°$ et $p = 310$ *mbar* soit $\sigma = 1{,}59$

Bibliographie

[1] P. Akbarzadeh and E. Akbarzadeh. Hydrodynamic characteristics of blowing and suction on sheet-cavitating flows around hydrofoils. Ocean Engineering, 114 :25–36, Mar. 2016. 16

[2] D. T. Akcabay, E. J. Chae, Y. L. Young, A. Ducoin, and J. A. Astolfi. Cavity induced vibration of flexible hydrofoils. Journal of Fluids and Structures, 49 :463–484, Aug. 2014. 22, 23

[3] D. T. Akcabay and Y. L. Young. Influence of cavitation on the hydroelastic stability of hydrofoils. Journal of Fluids and Structures, 49 :170–185, Aug. 2014. 16, 22, 28, 30

[4] D. T. Akcabay and Y. L. Young. Parametric excitations and lock-in of flexible hydrofoils in two-phase flows. Journal of Fluids and Structures, 57 :344–356, Aug. 2015. 22, 28, 30

[5] E. Amromin, J. Kopriva, R. E. A. Arndt, and M. Wosnik. Hydrofoil drag reduction by partial cavitation. Journal of Fluids Engineering, 128 :931–936, Sept. 2006. 16

[6] E. Amromin and S. Kovinskaya. Vibration of cavitating elastic wing in a periodically perturbed flow : excitation of subharmonics. Journal of Fluids and Structures, 14 :735–751, July 2000. 22

[7] J. M. Anderson, K. Streitlien, D. Barrett, and M. S. Triantafyllou. Oscillating foils of high propulsive efficiency. Journal of Fluids Mechanics, 360 :41–72, 1998. 10

[8] R. E. A. Arndt. Some remarks on hydrofoil cavitation. Journal of Hydrodynamics, Ser. B, 24 :305–314, July 2012. ix, 14, 15

[9] J.-A. Astolfi, J.-B. Leroux, O. Coutier-Delgosha, and F. Deniset. A numerical and experimental investigation of wall-pressure fluctuations induced by sheet cavitation instabilities on lifting surface. In ASME Pressure Vessels & Piping Division Conference, July 2005. 15

[10] J.-A. Astolfi, J.-B. Leroux, P. Dorange, J.-Y. Billard, F. Deniset, and S. de La Fuente. An experimental investigation of cavitation inception and development on a two-dimensional hydrofoil. Journal of Ship Research, 44 :259–269, Dec. 2000. 13

[11] B. Augier, P. Bot, F. Hauville, and M. Durand. Experimental validation of unsteady models for fluid-structure interaction : application to yacht sails and rigs. Journal of Wind Engineering, Nov. 2011. 6, 46

[12] F. Axisa. Vibrations sous écoulement. Hermes Sciences, 2001. 26

[13] J. W. Banks, W. D. Henshaw, A. K. Kapila, and D. W. Schwendeman. An added-mass partition algorithm for fluid–structure interactions of compressible fluids and nonlinear solids. Journal of Computational Physics, 305 :1037–1064, Jan. 2016. 27

[14] J. W. Banks, L. Marimon Giovannetti, X. Soubeyran, A. M. Wright, S. R. Turnock, and S. W. Boyd. Assessment of digital image correlation as a method of obtaining deformations of a structure under fluid load. Journal of Fluids ans Structures, 58 :173–187, 2015. 6

[15] P. Bearman. Understanding and predicting vortex-induced vibrations. Journal of Fluid Mechanics, 634 :1–4, Sept. 2009. 19

[16] M. Benaouicha and J.-A. Astolfi. Analysis of added mass in cavitating flow. Journal of Fluids and Structures, 31 :30–48, May 2012. 28

[17] M. Benaouicha, J. A. Astolfi, A. Ducoin, S. Frikha, and O. Coutier-Delgosha. A numerical study of cavitation induced vibration. In ASME 2010 Pressure Vessels and Piping Division/K-PVP Conference, volume 4, pages 35–42, July 2010. 23

[18] W. K. Blake and L. 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 :610–625, Mar. 1975. xiii, 18, 111, 112, 114

[19] R. D. Blevins. Formulas for natural frequency and mode shape. Krieger Publishing Company, 1979. 23, 26, 27, 28, 54, 58, 62, 63, 64, 65, 74, 151

[20] R. D. Blevins. Flow-induced vibration. Krieger Publishing Company, 1990. 105

[21] R. Bourguet, G. E. Karniadakis, and M. S. Triantafyllou. Vortex-induced vibrations of a long flexible cylinder in shear flow. Journal of Fluid Mechanics, 677 :342–382, June 2011. 19

[22] P. A. Brandner and B. W. Pearce. Experimental modelling of steady hydrofoil fluid-structure interaction. In 18th Australasian Fluid Mechanics Conference, Dec. 2012. 7, 9

[23] C. E. Brennen. A review of added mass and fluid inertial forces, 1982. Naval Civil Engineering Laboratory. 26

[24] C. E. Brennen. Cavitation and bubble dynamics. Oxford University Press, 1995. 13

[25] D. Brika and A. Laneville. Vortex-induced vibrations of a long flexible circular cylinder. Journal of Fluid Mechanics, 250 :481–508, May 1993. 18

[26] J.-F. Caron. Etude de l'influence des instationnarités des écoulements sur le développement de la cavitation. PhD thesis, Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne, 2010. 13

[27] E. J. Chae, D. T. Akcabay, A. Lelong, J.-A. Astolfi, and Y. L. Young. Numerical and experimental investigation of natural flow-induced vibrations of flexible hydrofoils. soumis, 2016. 28, 30, 108

[28] E. J. Chae, D. T. Akcabay, and Y. L. Young. Dynamic response and stability of a flapping foil in a dense viscous fluid. Physics of Fluids, 25 :104–106, 2013. 114

[29] O. Coutier-Delgosha, J. L. Reboud, and Y. Delannoy. Numerical simulation of the unsteady behaviour of cavitating flows. International Journal for Numerical Methods in Fluids, 42 :527–548, June 2003. 15, 16, 17

[30] O. Coutier-Delgosha, B. Stutz, A. Vabre, and S. Legoupil. Analysis of cavitating flow structure by experimental and numerical investigations. Journal of Fluid Mechanics, 578 :171–222, May 2007. ix, 16, 17

[31] O. De La Torre, X. Escaler, E. Egusquiza, and M. Farhat. Experimental investigation of added mass effects on a hydrofoil under cavitation conditions. Journal of Fluids and Structures, 39 :173–187, May 2013. 27

[32] O. De La Torre, X. Escaler, E. Egusquiza, and M. Farhat. Numerical and experimental study of a nearby solid boundary and partial submergence effects on hydrofoil added mass. Computers & Fluids, 91 :1–9, Mar. 2014. 27

[33] O. De la Torre Rodriguez. Influence of cavitation on the dynamic response of hydrofoils. PhD thesis, Technical University of Catalonia, 2013. xiv, 24, 27, 138, 140

[34] E. De Langre. Frequency lock-in is caused by coupled-mode flutter. Journal of Fluids and Structures, 22 :783–791, Aug. 2006. 20

[35] E. De Langre. Fluides et solides. Les éditions de l'École Polytechnique, 2009. 6, 102

[36] E. De Langre, X. Amandolèse, and O. Doaré. Fundamentals of fluid-solid interactions, 2016. (MOOC Coursera). ix, 7

[37] P.-L. Delafin. Analyse de l'écoulement transitionnel sur un hydrofoil. Application aux hydroliennes à axe transverse avec contrôle actif de l'angle de calage. PhD thesis, Université de Bretagne Occidentale, 2014. 17, 20, 32, 79, 102

[38] J. Deparday. Experimental studies of fluid-structure interaction on downwind sails. PhD thesis, Université de Bretagne Occidentale, 2016. 46

[39] P. Dorange. Étude expérimentale de l'apparition et du développement des poches de cavitation attachées sur hydrofoil en tunnel hydrodynamique. PhD thesis, Université de Nantes, 1999. 13

[40] A. Ducoin. Etude expérimentale et numérique du chargement hydrodynamique des corps portants en régime transitoire avec prise en compte du couplage fluide structure. PhD thesis, Université de Nantes, 2008. 1

[41] A. Ducoin, J.-A. Astolfi, F. Deniset, and J.-F. Sigrist. Computational and experimental investigation of flow over a transient pitching hydrofoil. European Journal of Mechanics - B/Fluids, 28 :728–743, Nov. 2009. 9

[42] A. Ducoin, J.-A. Astolfi, F. Deniset, and J.-F. Sigrist. An experimental and numerical study of the hydroelastic behavior of an hydrofoil in transient pitching motion. In First International Symposium on Marine Propulsors, June 2009. 17, 44

[43] A. Ducoin, J.-A. Astolfi, F. Deniset, and J.-F. Sigrist. Fluid-structure interaction analysis on a transient pitching hydrofoil. In ASME 2009 Pressure Vessels and Piping Conference, volume 4, pages 665–671, July 2009. 9

[44] A. Ducoin, J.-A. Astolfi, and M.-L. Gobert. An experimental study of boundary-layer transition induced vibrations on a hydrofoil. In The 7th International Symposium on Fluid-Structure Interactions, Flow-Sound Interactions, and Flow-Induced Vibrations & Noise, volume 32, pages 37–51, July 2012. 21

[45] A. Ducoin, J.-A. Astolfi, and J.-F. 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, Nov. 2012. 22

[46] A. Ducoin, F. Deniset, J.-A. Astolfi, and J.-F. Sigrist. Numerical and experimental investigation of hydrodynamic characteristics of deformable hydrofoils. Journal of Ship Research, 53 :214–226, Dec. 2009. 8

[47] A. Ducoin and Y. L. Young. Hydroelastic response and stability of a hydrofoil in viscous flow. Journal of Fluids and Structures, 38 :40–57, Apr. 2013. 8, 44

[48] S. Frikha. Étude numérique et expérimentale des écoulements cavitants sur corps portants. PhD thesis, École Nationale des Arts et Métiers, 2010. 16

[49] Y. Fu and W. Price. Interactions between a partially or totally immersed vibrating cantilever plate and the surrounding fluid. Journal of Sound and Vibration, 118 :495–513, 1987. 27

[50] F. Gaugain. Analyse expérimentale et simulation numérique de l'interaction fluide-structure d'un hydrofoil élastique en écoulement subcavitant et cavitant. PhD thesis, Ecole Nationale Supérieure des Arts et Métiers, 2013. 1, 17

[51] F. Gaugain, F. Deniset, J. A. Astolfi, and J.-F. Sigrist. Numerical and experimental study of hydroelastic behaviour of a hydrofoil. In 10th International Conference on Flow-Induced Vibrations, pages 67–74, July 2012. 8

[52] B. Giudicelli. Étude d'un problème d'interaction fluide-structure : Application au flux artériel. PhD thesis, Université Pascal Paoli, 2006. 6

[53] J. P. Gomes and H. Lienhart. Fluid–structure interaction-induced oscillation of flexible structures in laminar and turbulent flows. Journal of Fluid Mechanics, 715 :537–572, Jan. 2013. 19

[54] R. Govardhan and C. Williamson. Vortex-induced vibrations of a sphere. Journal of Fluid Mechanics, 531 :11–47, May 2005. 20

[55] M. Greenway and C. Wood. The effect of a bevelled trailing edge on vortex shedding and vibration. Journal of Fluid Mechanics, 61 :323–335, Nov. 1973. 18

[56] O. M. Griffin and S. E. Ramberg. Vortex shedding from a cylinder vibrating in line with an incident uniform flow. Journal of Fluid Mechanics, 75 :257–271, May 1976. 18

[57] L. Guglielmini and P. Blondeaux. Propulsive efficiency of oscillating foils. European Journal of Mechanics, B/Fluids, pages 255–278, Mar. 2004. ix, 10

[58] P. Guiffant. Étude du comportement hydroélastique d'un hydrofoil flexible. Technical report, Ecole Nationale des Arts et Métiers, 2015. 45, 54

[59] B. Guo. Identification simultanée des paramètres de rigidité et d'amortissement de plaques isotropes minces en vibration par la méthode des champs virtuels. PhD thesis, Ecole Nationale Supérieure des Arts et Métiers, 2007. 66

[60] D. P. Hart, E. Brennen, and A. J. Acosta. Observations of cavitation on three-dimensional oscillating hydrofoil. In 25th Cavitation and Multiphase Flow Forum, pages 49–52, 1990. 13

[61] K. Iijima, T. Yao, and T. Moan. Structural response of a ship in severe seas considering global hydroelastic vibrations. Marine Structures, pages 1–26, Feb. 2008. 18

[62] M. Ishii. Thermo-fluid dynamic theory of two-phase flow. Technical report, NASA STI/Recon Technical Report A, 1975. 17

[63] H. Kanfoudi, H. Lamloumi, and R. Zgolli. Advances in modeling of fluid dynamics. InTech, 2012. 17

[64] T. Lee and P. Gerontakos. Investigation of flow over an oscillating airfoil. Journal of Fluid Mechanics, 512 :313–341, 2004. 21

[65] J.-B. 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, Ecole Centrale de Nantes, 2003. 1, 17, 32

[66] J.-B. Leroux, J.-A. Astolfi, and J. Y. Billard. An experimental study of unsteady partial cavitation. Journal of Fluids Engineering, 126 :94–101, Feb. 2004. 15

[67] J.-B. Leroux, O. Coutier-Delgosha, and J.-A. Astolfi. A joint experimental and numerical study of mechanisms associated to instability of partial cavitation on two-dimensional hydrofoil. Physics of Fluids (1994-present), 17 :052101, May 2005. 15

[68] C. Lesueur. Rayonnement acoustique des structures. Eyrolles, 1988. 67

[69] J. Li, C.-j. Lu, and X. Huang. Calculation of added mass of a vehicle running with cavity. Journal of Hydrodynamics, Ser. B, 22 :312–318, June 2010. 28

[70] C.-C. Liang, C.-C. Liao, and W.-H. Tai, Yuh-Shiou ; Lai. The free vibration analysis of submerged cantilever plates. Ocean Engineering, 28 :1225–1245, Sept. 2001. 27

[71] H. J. Lin, J. J. Lin, and T. J. Chuang. Strength evaluation of a composite marine propeller blade. Journal of Reinforced Plastics and Composites, 24 :1791–1807, Jan. 2005. 9

[72] U. S. Lindholm, D. D. Kana, W.-H. Chu, and N. Abramson. Elastic vibration characteristics of cantilever plates in water. Journal of Ship Research, pages 11–22, 1965. xi, 27, 62, 63, 65, 71, 72, 139, 151

[73] J. Liu, R. K. Jaiman, and P. S. Gurugubelli. A stable second-order scheme for fluid–structure interaction with strong added-mass effects. Journal of Computational Physics, 270 :687–710, Aug. 2014. 27

[74] P. Liu and N. Bose. Propulsive performances from oscillating propulsors with spanwise flexibility. Royal Society London A, 453 :1763–1770, 1997. 11

[75] Z. Liu, B.-s. Hyun, M.-r. Kim, and J.-y. Jin. Experimental and numerical study for hydrodynamic characteristics of an oscillating hydrofoil. Journal of Hydrodynamics, Ser. B, 20 :280–287, June 2008. 9

[76] E. Longatte, F. Huvelin, and M. Souli. Code coupling for simulation of flow induced vibrations. In 1er colloque du GDR interactions fluide-structure, 2005. 6

[77] X.-Y. Lu, J.-M. Yang, and X.-Z. Yin. Propulsive performance and vortex shedding of a foil in flapping flight. Acta Mechanica, 165 :198–206, 2003. 11

[78] G. Martinat, M. Braza, Y. Hoarau, and G. Harran. Turbulence modelling of the flow past a pitching naca0012 airfoil at 10^5 and 10^6 reynolds numbers. Journal of Fluids and Structures, 24 :1294–1303, Nov. 2008. 9

[79] S. Mittal and S. Singh. Vortex-induced vibrations at subcritical re. Journal of Fluid Mechanics, 534 :185–194, July 2005. 19

[80] C. Münch, P. Ausoni, O. Braun, M. Farhat, and F. Avellan. Fluid–structure coupling for an oscillating hydrofoil. Journal of Fluids and Structures, 26 :1018–1033, Aug. 2010. 27

[81] T. Morse and C. Williamson. Prediction of vortex-induced vibration response by employing controlled motion. Journal of Fluid Mechanics, 634 :5–39, Sept. 2009. 19

[82] M. R. Motley and Y. L. Young. Performance-based design and analysis of flexible composite propulsors. Journal of Fluids and Structures, 27 :1310–1325, Nov. 2011. 9

[83] T. J. Mueller. The influence of laminar separation and transition on low reynolds number airfoil hysteresis. Journal of Aircraft, 22 :763–770, Sept. 1985. 20

[84] N. L. Mulcahy, B. G. Prusty, and C. P. Gardiner. Flexible composite hydrofoils and propeller blades. In International Maritime Conference 2010 : Maritime Industry Challenges, Opportunities and Imperatives, pages 438–448, Jan. 2010. 8

[85] G. Pedro, A. Suleman, and N. Djilali. A numerical study of the propulsive efficiency of a flapping hydrofoil. International Journal for Numerical Methods in Fluids, 42 :493–526, June 2003. ix, 10

[86] T. Prasanth and S. Mittal. Vortex-induced vibrations of a circular cylinder at low reynolds numbers. Journal of Fluid Mechanics, 594 :463–491, Jan. 2008. 19

[87] P. Prempraneerach, F. S. Hover, and M. S. Triantafyllou. A numerical study of the propulsive efficiency of a flapping hydrofoil. In 13th International Symposium on Unmanned Untethered Submersible Technology, Aug. 2003. 11

[88] T. E. Rajaomazava III. Dynamique d'un hydrofoil dans un fluide visqueux. Algorithmes de couplage en IFS et application. PhD thesis, Université de Bretagne Occidentale, 2014. 8, 28

[89] T. E. Rajaomazava III, M. Benaouicha, and J.-A. Astolfi. Etude numérique de schémas de couplages en interaction fluide-structure. In 20è congrès français de mécanique, Aug. 2011. 8

[90] T. E. Rajaomazava III, M. Benaouicha, and J.-A. Astolfi. Numerical analysis of hydrofoil dynamics by using a fluid-structure interaction approach. In ASME 2012 Pressure Vessels and Piping Conference, volume 4, pages 115–124, July 2012. 27

[91] M. C. Reese. Vibration and damping of hydrofoils in uniform flow. PhD thesis, Pennsylvania State University, 2010. ix, 20, 21, 23, 26

[92] G. E. Reisman, A. McKenney, and C. E. Brennen. Cloud cavitation on an oscillating hydrofoil. In The Twentieth Symposium on Naval Hydrodynamics, 1994. 15

[93] M. Richardson. Modal mass, stiffness and damping. Technical report, Vibrant Technology, Inc., 2000. 25

[94] C. G. Rodriguez, E. Egusquiza, X. Escaler, Q. Liang, and F. Avellan. Experimental investigation of added mass effects on a francis turbine runnuer in still water. Journal of Fluids and Structures, 22 :699–712, 2006. 27

[95] C. G. Rodriguez, F. G. Pierart, L. R. Contzen, and E. Egusquiza. Experimental modal analysis in submerged canitilever plate with nearby rigid wall. In ISMA2010, pages 2591–2596, 2010. 27

[96] B. Saranjam. Experimental and numerical investigation of an unsteady supercavitating moving body. Ocean Engineering, 59 :9–14, Feb. 2013. 13

[97] S. J. Schreck, W. E. Faller, and H. E. Helin. Pitch rate and reynolds number effects on unsteady boundary-layer transition and separation. Journal of Aircraft, 35 :46–52, Jan. 1998. 21

[98] F. Siala and J. A. Liburdy. Energy harvesting of a heaving and forward pitching wing with a passively actuated trailing edge. Journal of Fluids and Structures, 57 :1–14, Aug. 2015. 11

[99] T. Søntvedt. Propeller blade stresses, application of finite element methods. Computers & Structures, 4 :193–204, Jan. 1974. 8

[100] J. S. Uhlman, N. E. Fine, and D. C. Kring. Calculation of the added mass and damping forces on supercavitating bodies. In Computer Aided Verification, July 2001. 28

[101] D. Valentin, A. Presas, E. Egusquiza, and C. Valero. Experimental study on the added mass and damping of a disk submerged in a partially fluid-filled tank with small radial confinement. Journal of Fluids and Structures, 50 :1–17, Oct. 2014. 27

[102] I. M. Viola, S. Tully, and J.-B. Richon. Flexible blades for tidal turbines. In Fourth Oxford Tidal Energy Workshop, Mar. 2015. 7

[103] V. H. Vu, M. Thomas, A. A. Lakis, and L. Marcouiller. Effect of added mass on submerged vibrated plates. 2007. 23, 67

[104] C. Williamson and A. Roshko. Vortex formation in the wake of an oscillating cylinder. Journal of Fluids and Structures, 2 :355–381, July 1988. 18

[105] H. Yamaguchi and N. Bose. Oscillating foils for marine propulsion. In Fourth International Offshore and Polar Engineering Conference, pages 539–544, Apr. 1994. 11

[106] Y. L. Young. Hydroelastic beahavior of flexible composite propellers in wake inflow. In 16th International Conference of Composite Materials, 2007. 8

[107] Y. L. Young. Time-dependent hydroelastic analysis of cavitating propulsors. Journal of Fluids and Structures, 23 :269–295, Feb. 2007. 17

[108] Y. L. Young. Fluid–structure interaction analysis of flexible composite marine propellers. Journal of Fluids and Structures, 24 :799–818, Aug. 2008. 9, 17

[109] Y. L. Young. Dynamic hydroelastic scaling of self-adaptive composite marine rotors. Composite Structures, 92 :97–106, Jan. 2010. 8

[110] Y. L. Young, E. J. Chae, and D. T. Akcabay. Hybrid algorithm for modeling of fluid-structure interaction in incompressible, viscous flows. Acta Mechanica Sinica, 28 :1030–1041, Sept. 2012. 27

[111] Y. L. Young, M. R. Motley, and R. W. Yeung. Hydroelastic response of wind or tidal turbines. In ASME 2009 28th International Conference on Ocean, Offshore and Artic Engineering, volume 4, pages 1101–1107, Jan. 2009. 7

[112] G. A. Zarruk, P. A. Brandner, B. W. Pearce, and A. W. Phillips. Experimental study of the steady fluid–structure interaction of flexible hydrofoils. Journal of Fluids and Structures, 51 :326–343, Nov. 2014. 9

[113] W. Zhang, X. Li, Z. Ye, and Y. Jiang. Mechanism of frequency lock-in in vortex-induced vibrations at low reynolds numbers. Journal of Fluids Mechanics, 783 :72–102, Nov. 2015. 20

Résumé : Cette thèse vise à analyser expérimentalement une structure flexible et légère dans différents régimes d'écoulement, dont le régime cavitant. Un protocole expérimental a donc été mis en place afin de caractériser le comportement hydroélastique d'un profil NACA 0015 en polyoxymethylene (POM) et de le comparer à un profil en acier inoxydable considéré comme « rigide ». Des mesures en écoulement subcavitant ont été réalisées : chargement hydrodynamique, contraintes, déformées statiques, réponse vibratoire et champ de vitesse ont été mesurés pour les deux matériaux. Enfin, une analyse vibratoire a été menée en écoulement cavitant.
Ces mesures nous ont permis de constater que les déformées statiques du profil flexible sont similaires aux déformations observées sur une poutre encastrée : la flexion est la déformation principale et la torsion est faible. Toutefois les performances du profil flexible sont moins bonnes que pour un profil rigide : la portance diminue tandis que la traînée augmente.
D'autre part, il apparaît que la dynamique du profil est contrôlée par l'écoulement. En effet, lorsque l'incidence du profil est proche de l'angle de décrochage, une fréquence liée au détachement tourbillonnaire apparaît sur les spectres de vibration des profils. Elle conduit à une réduction des fréquences propres liées à la flexion : si l'influence de cette fréquence sur le profil rigide reste faible à basse vitesse, sa proximité avec la fréquence propre du profil flexible conduit à un *lock-in*.
Celui-ci se produit également en écoulement cavitant : lorsque la poche de cavitation devient instable, sa fréquence d'oscillation devient très énergétique et prend le contrôle de la dynamique du profil flexible. Le *lock-in* prend fin quand une supercavitation se développe autour du profil. Il conduit à une augmentation de la masse ajoutée au profil alors qu'elle devrait diminuer en présence de vapeur d'eau.

Mots clés : Interactions Fluide-Structure, profil flexible, vibrations, cavitation, masse ajoutée

Title : Experimental study of the hydroelastic behavior of a flexible lifting structure with different flow conditions

Abstract : This work deals with an experimental analysis of a flexible and light lifting profile for various flow conditions, including cavitation. An experimental protocol was set up to study a flexible NACA 0015 made of polyoxymethylene (POM) and compare its behaviour with a foil made of steel, which is considered as rigid. The forces, strains, stresses and vibrations of the foils were measured, as well as the velocity field. Moreover, a vibratory analysis was performed in cavitating flow.
The flexible foil behaves like a built-in beam : the deformations corresponds to predictions from the beam theory, with high bending and low twisting. These deformations imply lower lift and higher drag compared to the rigid foil.
The vortex shedding frequency appears on the vibration spectra near stall. It increases with flow velocity and leads to a decrease of the natural bending frequency. But flexibility involves lower natural frequencies : the first bending frequency of the flexible foil is 3.5 times lower than the rigid one. This allows lock-in between the first bending frequency of the flexible foil and the vortex shedding frequency.
Lock-in occurs in cavitating flows too : when cavitation becomes unstable, it oscillates with a frequency close to the bending natural frequency of the flexible foil. This lock-in ends when the cavitation number σ is low enough, what leads to a decrease of the cavitation oscillation frequency. In those conditions, the added mass of the flexible foil does not decrease with the cavitation number as the added mass of the rigid foil.

Keywords : Fluid-Structure Interactions, flexible foil, vibrations, cavitation, added mass