

Développement d'un récupérateur d'énergie oscillant

Sylvain Costa

▶ **To cite this version:**

Sylvain Costa. Développement d'un récupérateur d'énergie oscillant. Autre. ISAE-ENSMA Ecole Nationale Supérieure de Mécanique et d'Aérotechique - Poitiers, 2019. Français. NNT : 2019ESMA0011 . tel-02353308

HAL Id: tel-02353308

https://theses.hal.science/tel-02353308

Submitted on 7 Nov 2019

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.

THÈSE

Pour l'obtention du Grade de

DOCTEUR DE L'ÉCOLE NATIONALE SUPÉRIEURE DE MÉCANIQUE ET D'AÉROTECHNIQUE

(Diplôme National -Arrêté du 25 mai 2016)

École doctorale : Sciences et Ingénierie des Matériaux, Mécanique, Energétique

Secteur de Recherche : Hydrodynamique et Écoulements Environnementaux

Présentée par :

Sylvain COSTA

****

Développement d'un Récupérateur d'Énergie Oscillant

****

Directeur de thèse :

Malick BA, Professeur, ISAE-ENSMA

Co-encadrants de thèse :

Ludovic CHATELLIER, Maître de Conférences, Université de Poitiers
Frédéric PONS, Maître de Conférences, ISAE-ENSMA

****

Soutenue le 17 juillet 2019
devant la Commission d'Examen

****

-JURY-

Rapporteurs :	
G. BALARAC	Maître de Conférences, Grenoble INP - ENSE^3
L. DALA	Professeur, Université de Northumbria, Angleterre
Membres du Jury :	
S. AUBRUN-SANCHES	Professeure, Ecole Centrale de Nantes
M. BA	Professeur, ISAE-ENSMA
L. CHATELLIER	Maître de Conférences, Université de Poitiers
F. PONS	Maître de Conférences, ISAE-ENSMA

Remerciements

Ce travail est le fruit d'une réflexion multiple menée au sein de l'axe Hydrodynamique et Écoulements Environnementaux (HydÉE) du département Fluides-Thermique-Combustion de l'institut P' de Poitiers. Il porte sur la conception d'un mécanisme de récupération d'énergie hydraulique exploitant les interactions fluide-structure d'un écoulement et est entièrement financé par la Région Nouvelle-Aquitaine.

Avant de détailler cette réflexion, il convient de remercier les nombreuses personnes ayant contribué au bon déroulement de cette thèse. Je tiens à exprimer ma gratitude envers Yves GERVAIS, Jacques BOREE et Laurent DAVID pour leurs accueils dans les différentes entités du laboratoire. Je remercie également les membres de l'atelier et du bureau d'études Christian REFIN, Richard TESSIER, François PAILLE, Jean Marc BREUX, Mathieu ROSSARD et Bastien ROBERT pour leurs présences et leurs disponibilités sur les questions de la fonctionnalité du démonstrateur expérimental. Un grand merci à Patrice ALLARY pour le support informatique qui a permis la bonne tenue des simulations CFD de l'étude. Au cours de ces années de recherche à l'institut, j'ai pu côtoyer des collègues-doctorants Diogo BARROS, Giacomo ROSSITTO, Faisal AFFEJEE, Hamza RIAHI, Armando CARUSONE, Yann HAFFNER, Florian BAKULU, Yifei WANG et Ruiying LI qui ont égayé mon séjour dans le laboratoire. Je tiens également à remercier les permanents de l'ENSMA Eric GONCALVES DA SILVA, Christophe SICOT et Andreas SPOHN pour m'avoir permis d'appréhender ce travail avec plus de recul. Je n'oublie pas de mentionner l'aide apportée par Cécile BOYE dans la recherche d'ouvrages anciens. Je remercie l'école Doctorale, représentée par Hubert ROMAT et Damien HALM, pour m'avoir sélectionné et permis de soutenir ces travaux.

Je tiens à associer à ces remerciements les membres du jury : Laurent DALA, Directeur et Professeur du département Génie mécanique et construction à l'Université de Northumbria (Angleterre) ainsi que Guillaume BALARAC, Maître de Conférences au Laboratoire des Ecoulements Géophysiques et Industriels (LEGI) de l'École Nationale Supérieure de l'Énergie, l'Eau et l'Environnement de Grenoble, pour avoir accepté de rapporter ma thèse et Sandrine AUBRUN-SANCHES, Professeure au Laboratoire de recherche en Hydrodynamique, Énergétique et Environnement Atmosphérique (LHEEA) de l'École Centrale de Nantes pour participer à l'évaluation de ces travaux.

Je voudrais exprimer ma gratitude envers Malick BA, mon directeur de thèse, pour la rigueur scientifique qu'il a pu m'apporter et ses conseils durant la rédaction du manuscrit.

J'adresse également mes remerciements à mes encadrants Ludovic CHATELLIER et Frédéric PONS pour leurs disponibilités, leurs conseils et leurs corrections qui m'ont permis de progresser.

Je remercie pour finir ma famille et notamment mes parents pour leurs soutiens durant les moments difficiles.

Table des matières

1 Introduction **1**
1.1 Contextes démographique et environnemental 1
1.1.1 La croissance démographique 1
1.1.2 Technologies & Révolutions industrielles 2
1.1.2.1 Première révolution industrielle 2
1.1.2.2 La Seconde révolution industrielle 3
1.1.2.3 La troisième révolution industrielle 3
1.2 Solutions écologiques alternatives 4
1.2.1 Principes Physiques de la conversion d'énergie 4
1.2.2 Énergies Éoliennes & Hydrauliques 5
1.2.2.1 Flux d'énergie 5
1.2.2.1.0.1 L'Énergie hydraulique 5
1.2.2.1.0.2 L'Énergie éolienne 5
1.2.2.1.0.3 L'Énergie hydrolienne ou marémotrice 6
1.2.2.1.0.4 L'Énergie des vagues et houlomotrice . 6
1.2.2.1.0.5 L'Énergie thermique des mers 6
1.2.2.2 Solutions technologiques des turbines à rotor 7
1.2.2.2.1 Turbines à axe horizontal 7
1.2.2.2.2 Turbines à axe vertical 8
1.2.2.3 Hydro-aérogénérateur oscillant 9
1.3 Présentation des travaux de thèse 10
1.3.1 Objectif Scientifique 10
1.3.2 Organisation d'un plan de travail 11

2 Étude Bibliographique : Flutter et énergie **13**
2.1 Problèmes d'aéroélasticités instationnaires 13
2.1.1 Identification des phénomènes hydro-aéroélastiques 14
2.1.1.1 Couplages Mutli-physiques 14
2.1.1.2 Phénomène de Flottement 14
2.1.2 Instabilité dynamique du Flutter 15
2.1.2.1 Bifurcation 15
2.1.2.2 Apparition et/ou Prévention du Flutter 16
2.1.2.3 Méthodes des Perturbations 18
2.1.3 Aspect Energétique du flutter 19
2.1.3.1 Mécanisme d'extraction d'énergie 19
2.1.3.2 Bilan énergétique 20
2.2 Modèles d'aérodynamiques instationnaires 21
2.2.1 Approche Quasi-stationnaire 21
2.2.2 Théories d'aérodynamiques instationnaires 21

2.2.2.1 Théorie de Wagner 21
2.2.2.2 Théorie de Theodorsen 22
2.2.2.3 Théorie de Kussner 25
2.2.2.4 Théorie de Von Karman & Sears 26
2.2.2.5 Théorie de Couchet 27
2.2.3 Simulation des mouvements complexes 29
2.2.3.1 Théorie de Couchet Généralisée 29
2.2.3.2 L'école Couchet 30
2.2.3.3 Correction de Mudry 31
2.2.4 Applications connexes des modèles théoriques 32
2.2.4.1 Modèle de Propulsion de Garrick 32
2.2.4.2 Théorie de T. Y. Wu 34
2.3 Concepts d'extraction énergétique passifs 35
2.3.1 Notion d'efficacité énergétique 36
2.3.2 Les récupérateurs d'énergie oscillants passifs 37
2.3.2.1 Système oscillant asservi 37
2.3.2.2 Système aéroélastique non-asservi 40
2.3.3 Éléments de réflexion 42

3 Pré-dimensionnement d'un oscillateur auto-entretenu 45
3.1 Modélisation du système dynamique 45
3.1.1 Description du dispositif oscillant 45
3.1.2 Équations du Mouvement d'un oscillateur bi-articulé 47
3.1.3 Positions d'équilibre 50
3.1.4 Application de la Théorie Instationnaire de Couchet 51
3.1.4.1 Transformée Conforme et Potentiel de Couchet 52
3.1.4.2 Potentiel non-tourbillonnaire 53
3.1.4.2.1 Potentiel de Couchet $G(Z,t)$ 53
3.1.4.2.2 Mouvements voisins et conformes à la circulation constante 54
3.1.4.2.3 Hydro-aérodynamique non-tourbillonnaire . . 55
3.1.4.3 Potentiel tourbillonnaire 58
3.1.4.4 Application du torseur au mécanisme de l'aile oscillante 61
3.1.4.5 Réglage de l'asymétrie 63
3.1.5 Synthèse de la modélisation 63
3.2 Analyse de la Stabilité 64
3.2.1 Le Cahier des charges 64
3.2.2 Modèle "linéarisé" du couplage IFS 65
3.2.2.1 Dynamique du Système aéroélastique 65
3.2.2.2 Adimensionnement du système oscillant 66
3.2.3 Conditions de Stabilité 67
3.2.3.1 Étude du système dynamique 67
3.2.3.1.1 Système dynamique non-amorti 67
3.2.3.1.2 Réglage de la raideur du système 68
3.2.3.2 Étude du système amorti 69
3.2.3.2.1 Modélisation du système amorti 69
3.2.3.2.2 Condition de stabilité dynamique 70
3.2.3.2.3 Condition d'égalité des fréquences 71
3.2.4 Synthèse des conditions de stabilité 71

3.2.4.1 Stabilisation des oscillations . . . 72
3.2.4.2 Potentiel énergétique des oscillations . . . 73
3.2.4.2.1 Apport énergétique du système non-amorti . . 73
3.2.4.2.2 Apport énergétique du système amorti 73

4 Étude CFD-IFS et validation du pré-dimensionnement 75
4.1 Outils de Simulation Numérique . . . 75
4.1.1 Introduction . . . 75
4.1.2 Outils de CFD classique . . . 76
4.1.2.1 La physique des écoulements . . . 76
4.1.2.2 Méthode des Volumes Finis . . . 77
4.1.2.3 Discrétisation spatiale et conditions limites . . . 77
4.1.2.4 Discrétisation temporelle . . . 79
4.1.2.5 Modélisation de la Turbulence . . . 79
4.1.3 Co-simulation pour les Interactions Fluide-Structure (IFS) . . . 80
4.1.3.1 Mouvements induits . . . 80
4.1.3.2 Couplage Hydro-aéro-élastique . . . 81
4.1.4 Post-traitement . . . 82
4.2 Application du Pré-dimensionnement . . . 83
4.2.1 Quelques tendances attendues . . . 83
4.2.2 Dynamiques inappropriées à la récupération d'énergie . . . 84
4.2.2.1 Instabilité statique . . . 84
4.2.2.1.1 Points d'équilibre statique . . . 84
4.2.2.1.2 Réglage du couplage masse-ressort . . . 85
4.2.2.2 Instabilités Dynamiques . . . 85
4.2.2.2.1 Phénomènes proches du flottement classique . 86
4.2.2.2.2 Décrochage dynamique . . . 87
4.2.3 Dynamiques propices à la récupération d'énergie . . . 89
4.2.3.1 Sources d'énergie des oscillations . . . 89
4.2.3.2 Réglage de la Stabilité dynamique . . . 90
4.2.4 Compatibilité de la théorie de Couchet . . . 92
4.2.4.1 Domaine d'application . . . 92
4.2.4.2 Théorie de Couchet instationnaire . . . 94
4.2.4.2.1 Fonction de Couchet . . . 94
4.3 Synthèse de l'analyse numérique . . . 96

5 Concept d'Hydrolienne hydro-élastique 99
5.1 Démarche d'Optimisation Énergétique . . . 99
5.1.1 Intégration de l'étude de stabilité . . . 99
5.1.2 Méthode d'optimisation . . . 101
5.1.2.1 Critère d'optimisation . . . 101
5.1.2.2 Paramètres d'optimisation . . . 102
5.1.2.3 Théorie de Couchet instationnaire . . . 103
5.1.2.4 Asservissement de la méthode d'optimisation . . . 104
5.1.2.4.1 Algorithme d'optimisation . . . 104
5.1.2.4.2 Procédé d'automatisation . . . 104
5.2 Discussion sur les solutions optimisées . . . 105
5.2.1 Potentiel énergétique de l'oscillateur hydro-aéro-élastique . . . 105
5.2.1.1 Système sur-contraint . . . 105
5.2.1.2 Système libre . . . 107

5.2.2 Optimisation du transfert énergétique . . . 108
5.2.2.1 Convergence de la méthode itérative . . . 108
5.2.2.2 Efficacité du sillage . . . 109
5.3 Développement du démonstrateur . . . 111
5.3.1 Contraintes énergétique et structurelle . . . 111
5.3.1.1 Impératifs et Enjeux de l'étude . . . 111
5.3.1.2 Choix des matériaux . . . 111
5.3.2 Conception du couplage hydro-élastique . . . 112
5.3.2.1 Réglage de la Géométrie . . . 112
5.3.2.2 Réglage de la Rigidité . . . 112
5.3.2.3 Réglage de la Dissipation . . . 113
5.3.3 Dessin d'un prototype expérimental . . . 115

6 Conclusion **117**
6.1 Synthèse . . . 117
6.2 Accomplissement de l'étude . . . 118
6.2.1 Réalisation d'un contrôle passif . . . 118
6.2.2 Validation numérique . . . 119
6.2.3 Stratégie d'optimisation . . . 119
6.2.3.1 Asymétrie des oscillations . . . 119
6.2.3.2 Méthode numérique d'optimisation . . . 120
6.2.4 Résultats . . . 120
6.3 Recommandations et Perspectives . . . 120

A Choix du Profil d'aile **123**

B Canal Hydraulique CANHYDE **125**

C Composantes du système dynamique adimensionné **127**

D Automatisation du logiciel de CFD **131**
D.1 Macro 1 . . . 131
D.2 Macro 2 . . . 132
D.3 Macro 3 . . . 133

Table des figures

1.1 L'évolution de la pollution lumineuse de l'Ouest de l'Europe [Dauvergne, 2012] 2
1.2 Performances énergétiques en fonction du TSR (tirée de Gunt-Hamburg) 5
1.3 Configurations des turbines à axe horizontal [Eldridge, 1980] 7
1.4 Ces configurations des turbines à axe vertical [Eldridge, 1980] 9
1.5 Vue artistique du système oscillant Stingray tirée de [Multon et al., 2006] 10
1.6 Effondrement du pont de Tacoma [Farquharson, 1949] 11

2.1 Couplages Aéroélastiques représentés par le triangle de Collar [Bisplinghoff and Halfman, 1955] 14
2.2 Diagramme des bifurcations d'un oscillateur de Van der Pol : a) parties réelles b) parties imaginaires 16
2.3 Schématisation d'un cycle énergétique d'un mouvement d'oscillations combinées (torsion et flexion) d'un profil d'aile déphasé de $\pi/2$ tirée de Cecrdle [2015] 19
2.4 Schématisation du transfert d'énergie impactant la dynamique de l'incidence α d'une l'aile 20
2.5 Représentation de l'émission tourbillonnaire associée à une translation uniforme à une incidence constante d'une aile d'envergure infinie 22
2.6 Transformée conforme 23
2.7 Représentation schématique de l'émission des circulations dans le sillage 24
2.8 Fonction de Theodorsen C(K) en fonction de la fréquence réduite K tirée de Theodorsen [1935] 25
2.9 Fonction de Sears $\phi(K = \nu)$ par rapport à la fréquence réduite d'oscillation K tirée de Karman and Sears [1938] 27
2.10 Mouvement d'un profil à circulation constante pouvant expliquer le vol d'oiseau sans résistance de l'écoulement (sillage) tiré de Couchet [1956] 28
2.11 Caractéristiques d'un écoulement à travers une turbine [Hau, 2005] . . 36
2.12 Générateur oscillant (vue de coté) tiré de Jones and Platzer [1999] . . 37
2.13 Schématisation des déplacements, efforts et moment conséquent à une sollicitation aérodynamique [Young et al., 2014] 38
2.14 Influence du déphasage dans la capacité de récupération d'énergie (tirée de Jones 2004) 38
2.15 Régime d'oscillation a) Extracteur ($\chi > 1$) et b) Propulsif ($\chi < 1$) tirée de Kinsey and Dumas [2008] 39
2.16 Récupérateur d'énergie oscillant en Tandem [Kinsey et al., 2011] . . . 40
2.17 a) Oscillateur aéroélastique [Bryant et al., 2012], b) Etude du feuillage [Li et al., 2011] , c) Concept d'arbre piézoélectrique [Dickson, 2012] . . 41

2.18 a) Schéma d'un récupérateur d'énergie oscillant de type aile battante [Peng and Zhu, 2009], b) Schéma du dispositif oscillant [Abdelkefi et al., 2012a] 41
2.19 Suivi des positions dans un canal hydraulique présentant un obstacle (demi-cylindre) d'une truite vivante a) dans l'obscurité et b) dans un milieu éclairé [Liao, 2007] 43

3.1 Représentation du système dynamique de tangage-rotation 46
3.2 Repères mobile et fixe du système oscillant 47
3.3 Équilibre statique en fonction des angles stationnaires α_0 et θ_0 51
3.4 Transformée Conforme $z = H(Z = ae^{i\phi}) = x + iy$ 52
3.5 Mouvement d'oscillation à circulation à moyenne non-nulle voisin d'une translation uniforme 54
3.6 Composantes des fonctions de Couchet $D(\alpha_0, p, K)$ et $E(p, K)$ 60
3.7 Schématisation de la demi-largeur du canal hydraulique (vue de dessus) 65
3.8 Partie réelle des racines du système non-amorti 68
3.9 Analyse de la stabilité du couplage masse-ressort 69
3.10 Procédé itératif de la stabilité dynamique 72

4.1 Maillage de la base du domaine fluidique cylindrique et son zoom à proximité du profil 78
4.2 Conditions limites appliquées au maillage 79
4.3 Schématisation du modèle de co-simulation IFS réalisé par le solver DFBI de Starccm+ 81
4.4 Allures des degrés de liberté (θ et α) des couplages fluide-structure : a) Divergence statique b) Équilibre statique, et c) Oscillation auto-entretenue (résultats CFD) 83
4.5 Point d'équilibre stable et instable de l'oscillateur 85
4.6 Courbe d'équilibre $\alpha_0 = -6.0474°$ en fonction des raideurs (k_1 et k_2) . . 86
4.7 Couplage instable et le diagramme des racines du système amorti . . . 87
4.8 Phénomène d'hystérésis du coefficient de portance C_z (résultats CFD) 88
4.9 Champs de vorticité (résultats CFD) : a) $\theta_0 = 2.0555°$ et $\alpha_0 = 6.0474°$; b) $\theta_0 = 3.4593°$ et $\alpha_0 = 11.1825°$; c) $\theta_0 = 6.8448°$ et $\alpha_0 = 20.9814°$ . . 89
4.10 Diagramme de racines réelles $Re(\sigma)$ et imaginaires $Im(\sigma)$ du système oscillant en fonction du paramètre de dissipation $\tilde{c}_2$ 91
4.11 Critères de Routh-Hurwitz en fonction du paramètre de dissipation $\tilde{c}_2$. 91
4.12 Stabilité des oscillations de l'aile en fonction de la dissipation : a) $\tilde{c}_2 = 0.5$; b) $\tilde{c}_2 = 1.5$; c) $\tilde{c}_2 = 2$; d) $\tilde{c}_2 = 2.5$; e) $\tilde{c}_2 = 3.5$; f) $\tilde{c}_2 = 4.5$ 92
4.13 Amplitudes maximum et minimum de l'incidence de l'aile $\alpha = \alpha_0 \pm \delta\alpha$: a) $\alpha = -4.76° \pm 2.94°$; b) $\alpha = -13.60° \pm 17.63°$ et c) $\alpha_0 = -0.35° \pm 63.55°$ (résultats CFD) 93
4.14 Forces de trainée F_x et de portance F_y : a) $\alpha_0 = -4.76°$; b) $\alpha_0 = -13.60°$ et c) $\alpha_0 = -0.35°$ (résultats CFD et théoriques) 94
4.15 Comparaison des fonctions de Theodorsen $C(K)$ et de fonction de Couchet $D^*(K, p, \alpha_0)$ avec la fonction de Couchet reconstruite à partir des résultats CFD 95
4.16 Évolution de la stabilité du système aéroélastique : a) Phénomène de flottement instable b) Flutter critique c) Cycle Limite d'oscillation . . . 96

5.1 Intégration de l'approche de stabilité dans la démarche d'optimisation . 100

5.2 Schématisation de l'énergie disponible à travers une section de passage ($Y \times s$) de l'écoulement 101
5.3 Disposition des liaisons pivot du système oscillant telles que $\tilde{L} = L/b = 1$ 102
5.4 Cycles limites d'oscillation de période T : a) $\alpha_0(\chi, p, K = 0.39) = 4.91°$, b) $\alpha_0(\chi, p, K = 0.39) = 5.68°$ et c) $\alpha_0(\chi, p, K = 0.45) = 7.74°$ 103
5.5 Puissance hydro-aérodynamique (P_{hyd}) d'oscillateurs fortement amortis sur une période T 106
5.6 Cycles d'oscillation : a) contraint (fortement amorti) et b) libre (faiblement amorti) 106
5.7 Puissance générée par les cycles d'oscillateurs faiblement amortis sur une période T 107
5.8 Convergence des i-ème itérations 109
5.9 L'efficacité η^* et la puissance dissipée P_{dis} par l'oscillateur en fonction de l'incidence moyenne α_0 et la fréquence réduite K 110
5.10 Ressort à lame simple 113
5.11 Schéma du circuit d'une machine électrique 114
5.12 Caractéristiques de l'alternateur ALXION 300STK3M 114
5.13 Dessin CAO du mécanisme dynamique 115

A.1 Profils d'ailes analytiques approchant une section NACA0012 de corde $c = 0, 2m$ 124

B.1 Photographie panoramique du Canal Hydraulique CanHYDE 125

Liste des tableaux

4.1 Paramètres du calcul CFD 80
4.2 Caractéristiques des oscillations modélisées par le pré-dimensionnement 84
4.3 Paramètres du cycle d'oscillation 88
4.4 Paramètres des cycles d'oscillation 90

5.1 Caractéristiques des ressorts à lame simple 113

B.1 Caractéristiques techniques du canal hydraulique CanHyde 125

Liste des symboles

Théorie de Couchet

Γ Circulation autour de l'aile

λ Vitesse longitudinale de l'aile

$\mathcal{A}$ Aire du profil

μ Vitesse transverse de l'aile

ν et $K = 2a\nu/V$ Fréquence et Fréquence réduite des oscillations

ω Vitesse angulaire de l'aile

ρ Masse volumique du fluide

a Rayon de la transformée conforme

$b = \Omega$ Distance d'excentration de l'aile

c Corde du profil

$C(K)$ Fonction de Theodorsen

$D(\alpha_0, p, K)$ et $E(p, K)$ Fonctions de Couchet

$D^*(\alpha_0, p, K)$ et $E^*(p, K)$ Fonctions de Couchet modifiées

$H(Z)$ Transformée conforme

p Coefficient d'épaisseur du profil

V Vitesse de l'écoulement

Conversion énergétique

η Efficacité énergétique

h_0 Amplitude de balayage de l'aile

P_{dis} Puissance dissipée

P_{hyd} Puissance hydrodynamique

Système dynamique de l'oscillateur

α Angle d'incidence de l'aile

θ Déplacement angulaire du bras oscillant

c_1 et c_2 Facteurs d'amortissement des générateurs électriques

k_1 et k_2 Coefficients de raideur des ressorts de torsion

Chapitre 1

Introduction

Sommaire

1.1 Contextes démographique et environnemental 1
1.1.1 La croissance démographique 1
1.1.2 Technologies & Révolutions industrielles 2
1.2 Solutions écologiques alternatives 4
1.2.1 Principes Physiques de la conversion d'énergie 4
1.2.2 Énergies Éoliennes & Hydrauliques 5
1.3 Présentation des travaux de thèse 10
1.3.1 Objectif Scientifique 10
1.3.2 Organisation d'un plan de travail 11

1.1 Contextes démographique et environnemental

1.1.1 La croissance démographique

La croissance démographique et le partage des ressources de la planète sont des sujets qui préoccupent la communauté scientifique à juste cause puisque seulement deux siècles ont été nécessaires pour accroitre l'humanité de 1 à 7 milliards d'habitants. En suivant cette croissance, les prévisions du centre d'actualité de l'ONU s'accordent sur un total d'environ 8 milliards d'habitants en 2020 et 10 milliards d'habitants en 2050. La figure 1.1 présente l'évolution de la consommation électrique en Europe de l'Ouest, entre 1992 et 2010, interprétée ici par une comparaison de la pollution lumineuse [Dauvergne, 2012]. Cette comparaison démontre de façon qualitative la demande croissante d'énergie de la population actuelle. Cette demande s'explique en partie par la démocratisation des technologies et des modes de transport, à l'origine développés pour le secteur militaire, accessibles désormais à bas coût. Cette croissance s'accompagne également d'une prise de conscience environnementale qui fait évoluer les mentalités et les modes de vie toujours autant "énergivores" dont la production d'énergie est souhaitée moins polluante pour la planète. Pour répondre à la crise pétrolière dès années 70, la France s'est équipée d'un parc nucléaire qui compte aujourd'hui 58 réacteurs répartis sur 19 centrales. Cette politique énergétique est désormais remise en cause par de nombreuses actions écologiques qui s'inquiètent des conséquences sur l'environnement d'un parc nucléaire vieillissant. Ces mêmes inquiétudes sont en partie partagées par la Commission d'enquête sur la sûreté et la sécurité des installations nucléaires concernant la

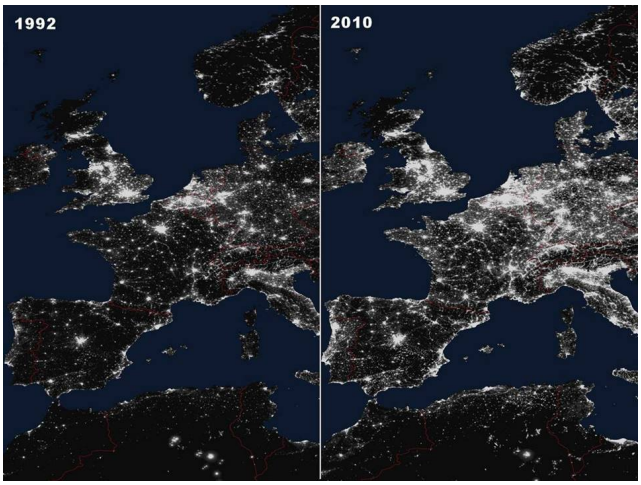


FIGURE 1.1 – L'évolution de la pollution lumineuse de l'Ouest de l'Europe [Dauvergne, 2012]

prolongation des activités des anciennes centrales [Denuit, 2018]. La prise de conscience environnementale est d'autant plus confirmée par le changement de politique des pays producteurs d'énergie. En effet, la place du premier acteur de production d'énergie est progressivement contestée par la montée des énergies renouvelables qui sont amenées à faire diminuer la part d'électricité d'origine nucléaire de 75% à 50% dès 2035 [Monicault, 2018].

1.1.2 Technologies & Révolutions industrielles

Les grandes transitions sociales s'accompagnent de l'essor des technologies à l'origine des changements des modes de consommation. La transition écologique intervient très tardivement à l'issue de nombreuses révolutions industrielles.

1.1.2.1 Première révolution industrielle

La première révolution industrielle (1780-1850) marque le début d'une course à l'industrialisation mondiale qui influence de façon durable les politiques, l'économie et l'agriculture. Cette ère débute, dès le $XVII^e$ siècle, par le développement de la machine à vapeur de James Watt en 1769. Le transport maritime, jusqu'alors exclusivement vélique, est radicalement bouleversé par cette technologie qui convertit la flotte mondiale en près d'un demi-siècle (1850). L'automobile et le ferroviaire sont d'autres secteurs qui bénéficieront plus tard de cette nouvelle technologie. Durant cette période, l'essor est tel que les enjeux économiques surpassent les enjeux environnementaux. Cette révolution technologique s'appuie sur la transformation énergétique du charbon de bois (énergie fossile), du potentiel énergétique de la vapeur d'eau et le développement de la machine à vapeur. D'un point de vue pratique, cette puissance mécanique surpasse celle de l'énergie concurrente de l'époque : l'énergie "animale". La notion de cheval vapeur est d'ailleurs inventée pour comparer l'efficacité d'une machine à vapeur et celle d'un cheval. La mesure de cheval électrique ($1ch = 736W$) est d'ailleurs inventée pour prolonger cette comparaison. L'émergence des technologies et des politiques industrielles fait de cette révolution une période peu propice aux préoccupations sur les ressources énergétiques.

1.1.2.2 La Seconde révolution industrielle

La seconde révolution industrielle est marquée par le développement de l'électricité (1870), du moteur à combustion interne et de l'exploitation du pétrole. Ces technologies ont permis, entre autres, l'accroissement de l'aviation et le développement de l'automobile. Deux conflits d'envergure mondiale marquent cette période de l'histoire qui s'étend sur 75 ans (1870-1945). De ce fait, les enjeux économiques de la première révolution sont rapidement remplacés par des enjeux militaires de conquêtes et de défenses territoriaux qui laissent peu de place aux questions environnementales. Cette révolution est accompagnée du développement de l'industrie pétrochimique exploitant une autre énergie fossile : le pétrole. Le potentiel énergétique de cette nouvelle source surpasse celle de l'ère précédente (charbon). Le rapport de conversion énergétique de ces 2 sources d'énergie (pétrole, charbon) est fixé à 1.4 pour une masse de combustible (liquide ou solide) équivalente. Ce gain énergétique se révèle utile pour l'encombrement et l'embarquement des sources d'énergie pour le secteur du transport automobile et aéronautique. D'autres secteurs, comme l'agriculture et l'industrie, bénéficient également de cette dynamique en modifiant de manière durable les modes de vie et de travail de la société qui prospère du fait de l'abondance des ressources premières. L'apparition de guerres stoppe brutalement cette croissance économique et convertit l'industrie civile en une industrie militaire au détriment des enjeux écologiques de la planète.

1.1.2.3 La troisième révolution industrielle

La troisième révolution industrielle débute par l'arrivée d'une nouvelle technologie : le microprocesseur, en 1971 et le déclin de l'industrie pétrolière causé par le premier choc pétrolier (1974). Cette ère industrielle est fondée par l'informatique, la commercialisation de l'ordinateur et le développement du réseau internet. La croissance entreprise durant la première ère industrielle s'inverse par le biais d'une déindustrialisation et d'une désertification des industries par les ouvriers. En parallèle, le mode de vie des populations est impacté par le regain d'une conscience écologique. Cette période est marquée par l'émergence des modes de consommations alternatifs basés sur les énergies renouvelables (solaire, hydraulique, éolien, biomasse ...). Cette nouvelle tendance s'explique, en partie, par l'épuisement des réserves pétrolières de la planète et le désir de s'affranchir des fluctuations du prix du baril de pétrole. De nos jours, on peut constater ce changement des modes de consommation par l'évolution des politiques de certains pays. La succession de conférences mondiales pour le climat s'inscrit dans cette dynamique. Pour la première fois, l'écologie est placée sur le devant de la scène lors de la Conférence de Stockholm en 1972. Les ressources de la planètes regroupent encore une fois les principaux acteurs de l'industrialisation à la table des discussions lors du Sommet de Rio (1992). Ce traité encourage les signataires à privilégier la préservation de l'éco-système planétaire. Cette résolution est renforcée ensuite par le Protocole de Kyoto (1995) qui vise à réduire des émissions de gaz à effet de serre. Le Sommet de Johannesburg (2002) encourage le développement durable de la planète. Plus récemment, le Sommet de Paris de 2015 engagea les chefs d'Etat à réduire leurs consommations en énergies fossiles dans le but de diminuer le réchauffement climatique. Cet accord est par la suite encadré par le Sommet de Pologne (2018) qui vise à contenir les émissions de gaz à effet de serre. La non-ratification de certains pays (Russie, Turquie et Iran) ou le retrait d'un autre (Etats Unis) donnent une idée de l'ampleur du travail qu'il reste encore à réaliser sur les questions environnementales.

1.2 Solutions écologiques alternatives

Les énergies alternatives aux énergies fossiles se sont développées avec l'arrivée de la dernière révolution industrielle. L'enjeu est de se défaire de la dépendance des matières brutes (pétrole et charbon) dont la transformation est polluante et le prix est fluctuant selon le marché international. La multiplication des formes d'énergies renouvelables permet de diversifier et d'adapter l'offre énergétique à la géographie de chaque région. De manière générale, ces nouvelles sources énergétiques sont classifiées en 5 familles qui exploitent des phénomènes physiques différents :

— Les énergies éoliennes
— Les énergies hydrauliques
— Les énergies solaires
— Les énergies géothermiques
— Les réactions des biomasses

Les énergies éoliennes et hydrauliques sont utilisées dans ce travail pour optimiser un concept de récupération énergétique oscillant. Ce système fait partie d'une alternative possible à la production d'énergie d'origine fossile. L'intérêt de cette recherche est de diversifier et d'optimiser les modes d'énergies "propres" pour aider à réduire l'usage systématique des énergies polluantes.

1.2.1 Principes Physiques de la conversion d'énergie

Les concepts de récupérateur d'énergie fluidique sont basés sur un principe de conversion d'une énergie mécanique d'un courant (marin ou air) en une énergie électrique à l'aide d'une turbine immergée. Le rendement d'une turbine est contraint par une limite théorique de $Cp_{max} = 59.3$ % fixée par le physicien Allemand Albert Betz en 1919. La démonstration de cette efficacité maximum est présentée par Hau [2005] en utilisant certains principes physiques (la conservation de la masse et les équations d'Euler et de Bernoulli). Les conditions limites et idéales d'un écoulement parfait sont identifiées pour favoriser une perte d'énergie du fluide lors du passage par la turbine et la récupération d'énergie mécanique. Idéalement, une turbine est capable de convertir la totalité de l'énergie cinétique d'un écoulement en une énergie mécanique. En pratique cet objectif n'est jamais atteint puisque la vitesse en aval de la turbine n'est jamais nulle. Ce constat est d'autant plus flagrant qu'une certaine partie de l'écoulement n'est pas captée par les pales en raison de la déviation du flux. Dans ce cas, l'encadrement de l'écoulement par une conduite ou le carénage de la turbine constitue une solution pour corriger cette perte d'efficacité. D'autres configurations de turbine sont imaginées pour converger vers le rendement idéal (théorique) défini par la limite de Betz. La figure 1.2 présente l'évolution du coefficient de puissance Cp (puissance extraite addimensionnée) en fonction de la vitesse spécifique λ ou TSR (Tip Speed Ratio) pour les turbines les plus communes. Cette donnée permet de caractériser le fonctionnement de la turbine en analysant le rapport entre la vitesse en bout de pales et la vitesse de l'écoulement $\lambda = \omega R/V$, où R est le rayon des pales et ω est la vitesse de rotation du rotor. Dans ce cas, la turbine est dite "lente" pour une vitesse spécifique $\lambda < 3$ et "rapide" lorsque $\lambda > 3$. On constate que l'évolution de la vitesse spécifique augmente la performance énergétique de la turbine jusqu'à atteindre une limite $\lambda \approx 8$ où le coefficient théorique est borné par la limite de Betz. Ce point de fonctionnement (optimisé) est en pratique confirmé par la performance des turbines à 3 pales pour une efficacité inférieure à la limite de Betz. L'instabilité de l'écoulement créée pour des rotations trop importantes

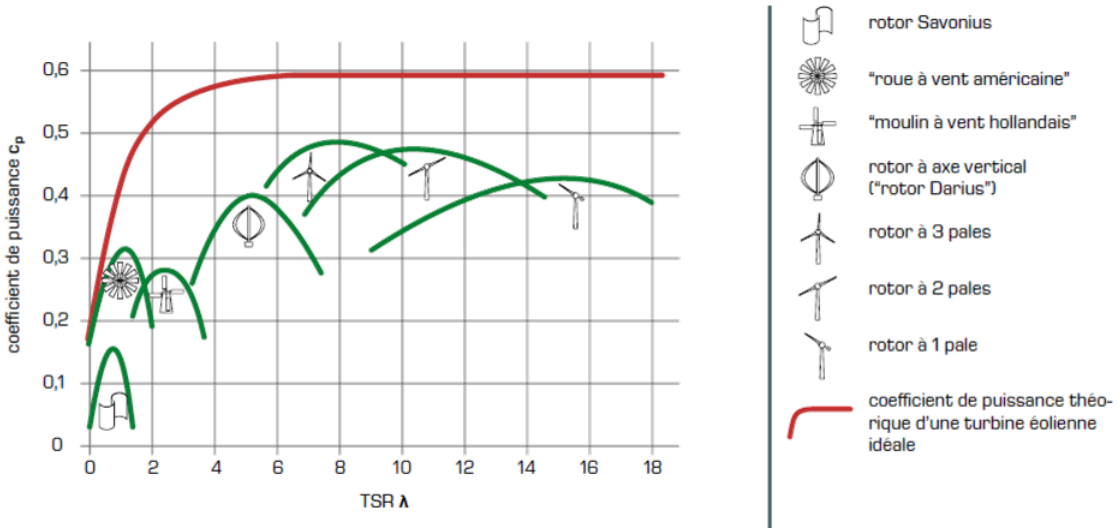


FIGURE 1.2 – Performances énergétiques en fonction du TSR (tirée de Gunt-Hamburg)

affecte la performance hydro-aérodynamique et la puissance mécanique récupérée par la turbine. A l'inverse, des vitesses de rotation trop faibles ne permettent pas une accumulation efficace de l'énergie. D'autres facteurs comme la configuration et le nombre de pales influent sur le rendement de la turbine. La diversité de ces facteurs nécessite des études indépendantes qui peuvent toutes, apriori, être comparées à la limite théorique de Betz.

1.2.2 Énergies Éoliennes & Hydrauliques

La récupération de l'énergie cinétique des flux (d'air ou d'eau) est réalisée par les déplacements des corps en interaction avec le fluide. L'optimisation énergétique de ce transfert est recherchée par les architectures des turbines innovantes mais également parmi les diverses sources d'énergies des flux naturels terrestres ou marins.

1.2.2.1 Flux d'énergie

1.2.2.1.0.1 L'Énergie hydraulique représente près de 72.6 % de la production électrique mondiale des sources d'énergie renouvelables selon une étude de 2016 commandée par IEA [OCDE, 2018]. Cette proportion fait de cette source d'énergies renouvelables la plus exploitée au monde. Ce constat résulte de l'abondance de l'eau sur la planète et l'important savoir-faire de ce mode de production d'énergie transmis depuis l'Antiquité. Cette source d'énergie s'explique par l'apparition d'écoulements en charge issus du cycle de l'eau (évaporation, précipitation, ...). La conversion d'énergie est réalisée directement par l'obstruction de courants fluviaux par des turbines ou roues à eau (moulins à eau, ...). On peut artificiellement optimiser la performance de ces convertisseurs en augmentant de la pression due à l'accumulation de masses d'eau (barrages, centrales hydroélectriques). En contrepartie, l'augmentation des rendements impacte de façon significative l'environnement et le coût de ce mode de production d'électrique.

1.2.2.1.0.2 L'Énergie éolienne est exploitée de façon comparable au mode de production hydraulique en remplaçant l'élément eau par de l'air. Cette source d'éner-

gie est classée en seconde position, après l'énergie hydraulique, avec environ 16,7% de la production mondiale d'électricité provenant de sources renouvelables [OCDE, 2018] en 2016. La principale raison est l'intermittence de cette source d'énergie qui dépend de l'intensité du vent et des dimensions de la turbine. De façon générale, la plage de fonctionnement des éoliennes est fixée pour des vitesses de vent de 10 à 90 km/h et les configurations les plus imposantes atteignent un diamètre maximum de 160 m. La multiplication et le regroupement des aérogénérateurs dans des parcs éoliens contribuent à l'augmentation de la production énergétique. Les applications offshores sont plus favorables en raison de l'absence de reliefs terrestres pouvant détériorer la stabilité et l'intensité des écoulements. Toutefois, cette technologie est desservie par des nuisances visuelles et sonores qui s'opposent aux intérêts écologiques.

1.2.2.1.0.3 L'Énergie hydrolienne ou marémotrice est moins exploitée puisqu'elle représente que 1.5% à 2% de la production électrique mondiale annuelle d'énergies renouvelables [OCDE, 2018] en 2016. Cette source utilise l'énergie des courants marins pour la production d'énergie électrique. Plusieurs types de courants se conjuguent ou s'opposent dans les mers et les océans. Les turbines hydroliennes exploitent l'énergie cinétique des courants marins et les flux des océans accentués par les gradients de température entre les pôles et l'équateur. Les usines marémotrices utilisent l'énergie potentielle des hauteurs d'eau dues aux marées pour générer un flux. La production d'énergie s'effectue par le remplissage et/ou de vidage d'une enceinte lors des phases de marée montante et/ou descendante. La répétition de ces phénomènes gravitationnels solaire et lunaire (deux marées par jour) permet de prévoir avec exactitude la production d'énergie.

1.2.2.1.0.4 L'Énergie des vagues et houlomotrice est une énergie potentielle entretenue par la déformation de la surface des mers et océans due par l'action du vent. Le manque de maturité de ce mode de production peut expliquer le faible développement de cette technologie. Le principe de cette technologie s'explique par la cinétique du passage d'une masse d'eau (vague) qui engendre une variation de la pression du fluide. C'est la conversion de l'énergie mécanique des oscillations des vagues qui est visée par ce mode de production énergétique. L'architecture la plus représentée, par ce dispositif, est celle de la chaine de flotteurs ancrée. Une turbine intégrée aux flotteurs est mise en mouvement par la compression d'un fluide hydraulique due à l'oscillation du dispositif. L'énergie des vagues est aussi transmise au reste du milieu marin qui provoque le mouvement orbital de l'eau. L'énergie cinétique de ce flux peut être récupérée par un dispositif à paroi oscillante immergée qui entraine le déplacement d'une turbine, ancrée sur le fond marin, toujours sur le même principe. Le principe de colonne d'eau oscillantes est un moyen supplémentaire d'exploiter l'énergie des vagues. Ce concept consiste à compresser un volume d'air dans une cavité par la captation de vagues dans le but de provoquer un flux d'air à travers une turbine. Les flux entrant et sortant de la cavité, résultant de l'amplitude maximum et minimum de la vague, sont responsables de la production d'électricité par la rotation de la turbine. D'autres concepts utilisent directement la pression contenue dans une colonne d'eau, continuellement alimentée par les masses d'eau des vagues, pour faire tourner une turbine.

1.2.2.1.0.5 L'Énergie thermique des mers est générée à partir des différences de température des océans. Un flux est créé entre la masse d'eau chaude à la

surface des océans et la masse d'eau froide au fond des océans par la présence et l'absence du rayonnement solaire. Ce principe de fonctionnement s'apparente aux cycles d'une pompe à chaleur classique. L'utilisation d'une canalisation permet de fermer le circuit thermique entre les eaux chaudes et les eaux froides de faible et forte densité. Ainsi l'intégration d'une turbine dans ce cycle permet la conversion de l'énergie thermique en énergie électrique. Le développement de cette technologie est également ralenti par les faibles rendements et les coûts élevés des infrastructures. De plus, les conditions de fonctionnement à hauts gradients de température restreignent l'utilisation de cette technologie à quelques régions tropicales.

1.2.2.2 Solutions technologiques des turbines à rotor

1.2.2.2.1 Turbines à axe horizontal Le choix des turbines est restreint à deux types d'architectures correspondantes à une rotation des pales autours d'un axe horizontal ou vertical. Les turbines à axe horizontal se sont distinguées, dès 1891, dans le monde rural pour fournir de l'électricité aux populations éloignées des villes. Le

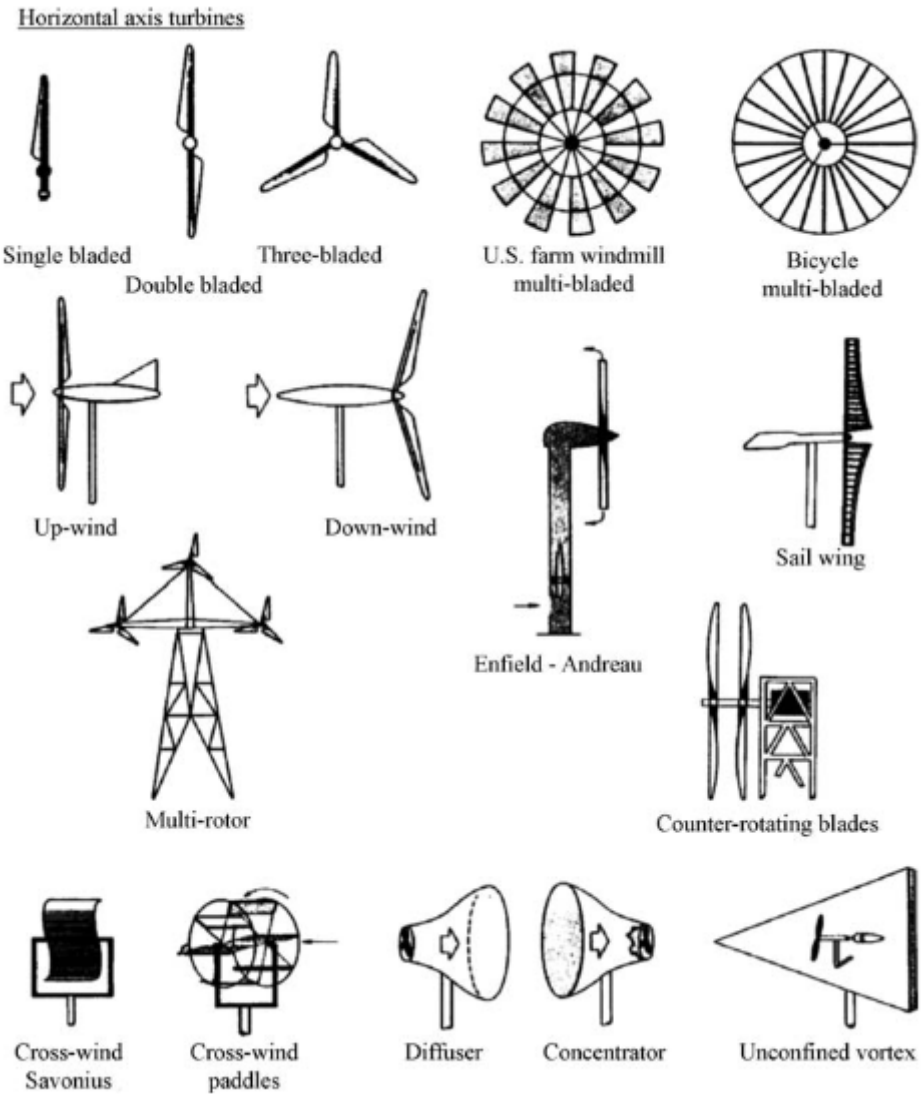


FIGURE 1.3 – Configurations des turbines à axe horizontal [Eldridge, 1980]

concept d'éoliennes du professeur Damois Poul La Cour fut le premier à fournir de l'énergie électrique à partir de l'énergie du vent sur la base de la configuration des moulins à vent Hau [2005]. Le développement des aérogénérateurs s'est ensuite accéléré en raison des pénuries de fuel durant la première Guerre Mondiale. Plusieurs autres configurations ont ensuite émergé avec l'espoir d'améliorer cette conversion énergétique. La figure 1.3 illustre quelques unes de ces solutions dont un état d'art est publié par Hau [2005]. Le premier facteur de dimensionnement, évoqué par cette synthèse technologique, est le gain énergétique attribué au nombre de pales. Des concepts mono-pale et bi-pales ont été testés avant de converger vers la configuration des éoliennes dans sa forme actuelle (tri-pales). Par exemple, le concept Allemand Monopteros (1985) est conçu sur la base d'un rotor d'une pale unique, de 56 m de diamètre, produisant une puissance nominale de 600 kW et une efficacité $\eta = 30.004\%$. Le WEC-520 (1982) est un concept de rotor bi-pales, de 52 m de diamètre, produisant une puissance de 270 kW. Le Enercon E66/2000 (1989) est un concept de rotor tri-pales, de 66 m de diamètre, qui peut produire une puissance nominale de 2000 kW associée à un rendement nominal de $\eta = 34.925\%$. L'orientation du vent est un autre facteur à prendre en compte dans conception de l'aéro-générateur. Une éolienne est soit orientée dans le sens de l'écoulement (Down-wind) soit s'oppose au sens de l'écoulement (up-wind). La dernière solution fait figure de référence dans la conception des aéro-générateurs. La correction de l'écoulement par l'intégration de convergents et de divergents sont d'autres solutions utilisées pour optimiser le rendement de ces machines.

1.2.2.2.2 Turbines à axe vertical Une alternative à ce choix de conception est trouvée par l'ingénieur Français Darrieus en 1925 [Hau, 2005]. Cette solution intègre un rotor vertical à la structure de l'aéro-générateur. Ce choix d'architecture bénéficie d'une géométrie simple en interaction avec l'écoulement et du report du générateur électrique au niveau du sol à un niveau accessible et plus avantageux pour l'installation et la main d'œuvre technique. De plus, la structure de révolution est adaptée à toutes les orientations de l'écoulement contrairement aux turbines à axe horizontal qui doivent être continuellement réglées selon les directions des vents ou des courants marins. Malgré de nombreux avantages, les turbines à axe vertical présentent de manière générale une performances énergétiques inférieures à celles des turbines à axe horizontal. Un écart d'efficacité inférieure à 10 % est constaté, dans la figure 1.2, pour les meilleurs rendements des turbines d'axes horizontal et vertical. L'interaction du sillage et des pales en aval du mécanisme est une cause de ce niveau de performance du concept. Les perturbations tri-dimensionnelles de l'écoulement (turbulence, les fluctuations de vitesse et direction) provoquent une mauvaise répartition des efforts sur la structure de la turbine qui empêche une exploitation optimale du mécanisme. Les autres causes probables sont liées aux limites structurelles qui contraignent les dimensions et l'optimisation énergétique du mécanisme vertical. En effet, la répartition non-uniforme des efforts entre les pales au cours du cycle de rotation du dispositif impose des charges instationnaires qui peuvent réduire la résistance de la structure. La figure 1.4 présente plusieurs concepts de rotor à axe vertical imaginés pour optimiser la production d'énergie de ce type de turbine. La première catégorie illustrée par cette figure est celle des turbines à traînée différentielle développées par Savonius [1926]. A l'inverse les turbines exploitant les forces de portance pour produire une énergie mécanique sont principalement issues du concept de Darrieus. Le couplage du concept de Savonius avec celui imaginé par Darrieus permet d'élargir le domaine de fonctionnement de la turbine en exploitant les forces hydro-aérodynamiques de traînée et de portance. Des collecteurs (en amont) et

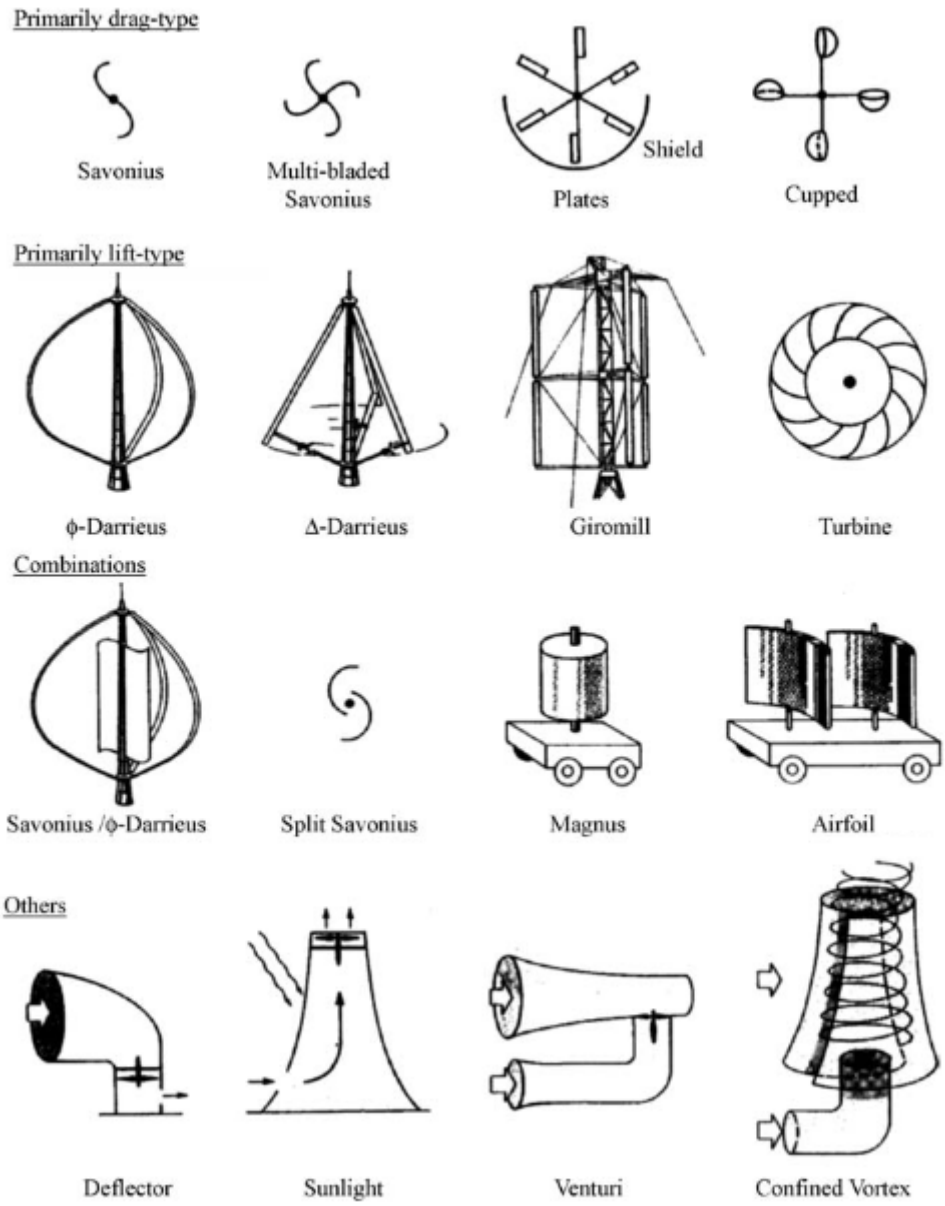


FIGURE 1.4 – Ces configurations des turbines à axe vertical [Eldridge, 1980]

des diffuseurs (en aval) sont enfin utilisés pour augmenter les performances des turbines en orientant l'écoulement.

1.2.2.3 Hydro-aérogénérateur oscillant

D'autres solutions, comme les générateurs oscillants, sont étudiées lorsque les turbines (à axe horizontal et vertical) ne sont plus adaptées aux milieux environnementaux. En effet, l'intégration de turbines se révèle problématique pour la migration d'espèces d'oiseaux ou de poissons dans la nature. L'exploitation énergique des cours d'eau est par exemple un secteur à surveiller pour une approche de production d'électricité éco-responsable. C'est pour ces raisons que sont développés des récupérateurs d'énergies basés sur une dynamique oscillatoire capables de cohabiter avec cet environnement. Ces oscillateurs sont classés en 3 types de catégories, dans les revues de Young et al.

[2014] et Xiao and Zhu [2014], qui dépendent du degré de passivité des déplacements de la pale. Un hydro-aérogénérateur oscillant à deux degrés de liberté est entièrement actif lorsque tous les mouvements sont imposés. L'oscillateur est semi-passif lorsque la dynamique de l'un des degrés de liberté est asservie par rapport au second degré de liberté et est entièrement passif lorsque les dynamiques de l'oscillateur sont totalement dictées par l'interaction avec l'écoulement. Le système Stingray, illustré par la figure

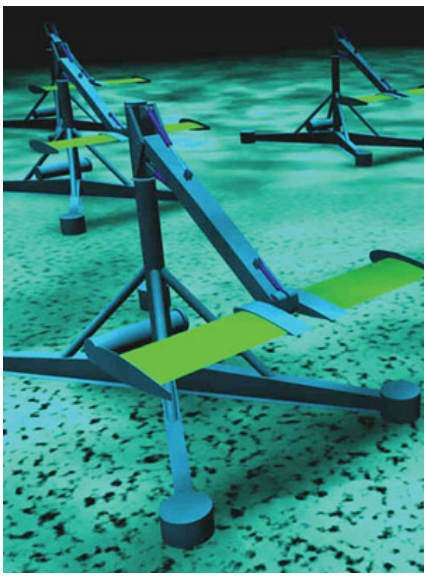


FIGURE 1.5 – Vue artistique du système oscillant Stingray tirée de [Multon et al., 2006]

1.5, est un mécanisme d'hydrolienne oscillante développé en 2002 par la société Enginnering Business Ltd. Le dispositif est composé d'un bras oscillant de 11 m de longueur et d'une aile rectangulaire de corde 3 m et d'envergure 14 m. Ce concept est capable de convertir l'énergie des courants marins en énergie électrique par la compression d'une huile hydraulique sous l'action du battement d'un bras oscillant supportant une paire d'ailes. Le passage du fluide dans la turbine d'une génératrice permet ensuite de produire de l'électricité. L'hydrolienne, de 35 tonnes, peut produire une puissance de 150 kW dans des conditions d'utilisation optimales. Le système est considéré comme un récupérateur d'énergie semi-passif puisqu'une optimisation du rendement du générateur est réalisée par la correction en temps réel de l'incidence de l'aile.

1.3 Présentation des travaux de thèse

Le critère TRL (Technologie Readiness Level) permet de quantifier le degré de développement d'une technologie. L'indicateur TRL 1 signifie que la technologie est encore au stade de concept théorique alors qu'un TRL 6-8 reporte à une technologie quasiment commercialisable. Dans cette classification, les développements d'hydroliennes oscillantes sont généralement des concepts peu avancés.

1.3.1 Objectif Scientifique

Les hydro-générateurs oscillants sont présentées comme une technologie alternative d'intérêt par la Commission Européenne [Magagna et al., 2019] malgré leurs critères

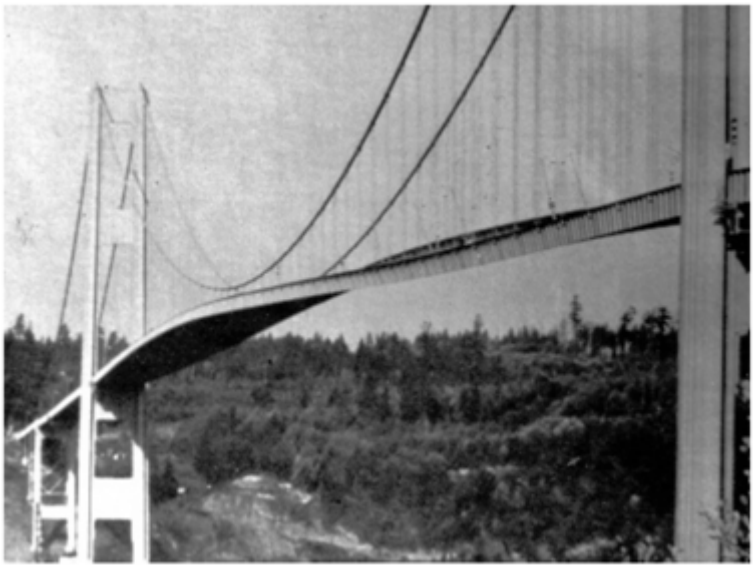


FIGURE 1.6 – Effondrement du pont de Tacoma [Farquharson, 1949]

TRL faibles. La particularité de ce concept est d'exploiter les phénomènes d'interactions fluide-structure, présents dans la nature, pour produire de l'énergie. Ces solutions sont présentées dans la classification de Young et al. [2014] comme des récupérateurs d'énergie entièrement passifs puisque les trajectoires de la pale sont dictées par la rigidité intrinsèque à la structure. L'effondrement du pont de Tacoma (fig. 1.6), en 1940, est un exemple très probant du potentiel énergétique de ce concept de récupérateurs énergétiques. Dans ce cas, l'accumulation d'énergie lors de l'oscillation de l'ouvrage a causée la rupture par la fatigue de la structure du pont suspendu. Ce comportement dynamique est lié à un défaut de conception qui a conduit une amplification des modes d'oscillations instables du pont sous l'action du vent. Ce phénomène est désormais connu sous le terme de phénomène de flottement [1] et est aujourd'hui extrêmement surveillé dans la conception d'ouvrages d'art. La maitrise d'un tel phénomène naturel pose les bases du concept de récupérateur d'énergie oscillant étudié dans ces travaux.

1.3.2 Organisation d'un plan de travail

L'étude à venir propose une approche de développement du récupérateur d'énergie oscillant basé sur ce phénomène aéro-élastique. La première étape de ce développement consiste en la compréhension du phénomène instationnaire de flottement à l'origine de la source d'énergie à exploiter par l'hydro-éolienne oscillante.

1. L'étude bibliographique du chapitre 2 met en avant plusieurs modélisations ainsi que leurs applications pratiques sur des concepts de récupérateurs d'énergie existants. Dans le cadre de notre étude, l'observation de ces dimensionnements sert à énoncer des éléments de réflexion utiles pour l'amélioration de l'efficacité énergétique du concept.

2. La modélisation théorique du chapitre 3 s'appuie sur ces observations pour présenter un couplage instationnaire plus réaliste avec les dynamiques d'interac-

1. En anglais : Flutter

tion fluides-structure. Ce modèle intègre des oscillations d'incidence moyenne non-nulle qui sont dues aux oscillations asymétriques de l'aile par rapport au sens de l'écoulement. Bien que présente dans la nature, cette forme interaction fluide-structure est en général représentée par une dynamique symétrie dans les modèles théoriques, par soucis de simplicité [Theodorsen, 1935]. La théorie hydro-aérodynamique instationnaire de Couchet [Couchet, 1959] est utilisée ici pour intégrer la composante d'asymétrie aux efforts instationnaires de l'aile. La prise en compte de ce paramètre supplémentaire doit permettre l'identification des points de fonctionnement, non-prédits par les approches symétriques, pouvant présenter des caractéristiques plus favorables à la production d'énergie.

3. Le modèle théorique du couplage fluide-structure est vérifié numériquement par l'analyse du chapitre 4. Dans cette optique un outil de co-simulation alliant la CFD et la mécanique d'un système articulé est spécialement exploité pour représenter la dynamique du mécanisme de l'aile en interaction avec un écoulement uniforme. L'intérêt de cette approche est alors d'estimer avec une meilleure précision la dynamique de l'aile, les efforts et la puissance générés en palliant aux limitations du modèle théorique.

4. Une stratégie d'optimisation, basée sur les deux approches (théorique et numérique) est établie et testée au chapitre 5. Des solutions technologiques sont alors envisagées pour concevoir un concept d'hydro-générateur oscillant.

5. Les résultats de cette optimisation énergétique sont pour finir discutés en conclusion générale de l'étude.

Chapitre 2

Étude Bibliographique : Flutter et énergie

Sommaire

2.1 Problèmes d'aéroélasticités instationnaires 13
2.1.1 Identification des phénomènes hydro-aéroélastiques 14
2.1.2 Instabilité dynamique du Flutter 15
2.1.3 Aspect Energétique du flutter 19
2.2 Modèles d'aérodynamiques instationnaires 21
2.2.1 Approche Quasi-stationnaire 21
2.2.2 Théories d'aérodynamiques instationnaires 21
2.2.3 Simulation des mouvements complexes 29
2.2.4 Applications connexes des modèles théoriques 32
2.3 Concepts d'extraction énergétique passifs 35
2.3.1 Notion d'efficacité énergétique 36
2.3.2 Les récupérateurs d'énergie oscillants passifs 37
2.3.3 Éléments de réflexion 42

Les phénomènes aéro-élastiques préoccupent les avionneurs depuis toujours [Garrick and Reed, 1981]. La modélisation des architectures aéronautiques et civiles s'est adaptée pour se prévenir du phénomène instable du flottement. Cette problématique a été repensée par Peng and Zhu [2009] pour concevoir un récupération d'énergie basé sur des interactions fluide-structure. Ce chapitre présente les principales avancées permettant l'exploitation de ce moyen de production énergétique. Le mécanisme d'extraction énergétique est décrypté en s'appuyant sur des exemples d'applications d'études antérieures. Ces observations serviront de base aux travaux de cette thèse.

2.1 Problèmes d'aéroélasticités instationnaires

Les problèmes hydro-aéroélastiques sont abondamment répartis dans la nature. Ils impliquent la présence d'un corps souple, déformable en interaction avec un écoulement (vent ou courant marin). L'identification de ces phénomènes est dans un premier temps détaillée avant de pouvoir exploiter convenablement ces comportements instationnaires.

2.1.1 Identification des phénomènes hydro-aéroélastiques

2.1.1.1 Couplages Mutli-physiques

En aéronautique, l'instabilité de la déformation d'une aile peut se manifester par des modes de torsion et de flexion de la structure. Dans ce cas, la dynamique de l'aile est propice à l'établissement d'un couplage aéroélastique à l'origine d'un mouvement combiné de torsion et de flexion pouvant être amplifié par les sollicitations hydro-aérodynamiques et l'inertie propre de la structure. Généralement ce comportement est limité par le dimensionnement architectural de l'aile (longerons et nervures). En réalité, ce dimensionnement ne fait que repousser l'apparition des phénomènes aéroélastiques à des régimes plus élevés soigneusement évités par le domaine de vol de l'appareil. D'un point de vue pratique, l'établissement de ces phénomènes instationnaires influence le dimensionnement des ailes d'avions. Ces comportements sont représentés par les trois composantes majeures qui constituent le couplage aéroélastique (aérodynamique, inertie et élastique), identifiées par les sommets du triangle de Collar [Bisplinghoff and Halfman, 1955] de la figure 2.1. On remarque que ce couplage peut être simplifié en

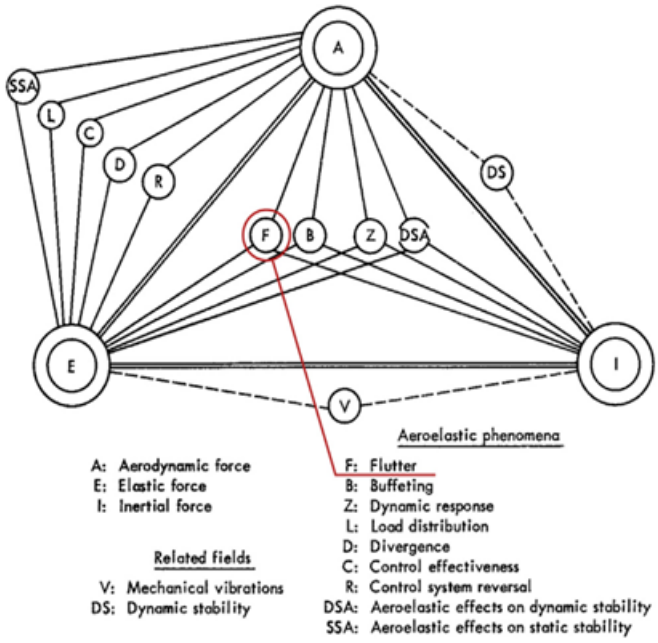


FIGURE 2.1 – Couplages Aéroélastiques représentés par le triangle de Collar [Bisplinghoff and Halfman, 1955]

négligeant soit la composante inertielle (le problème se réduit à la stabilité statique ou la divergence statique), soit l'apport élastique du problème (mouvement arbitraire entretenu par l'action du fluide), soit la composante aérodynamique (le problème se réduit à de la simple vibration). Cependant, l'exploitation des phénomènes aéroélastiques à des fins d'extraction énergétiques nécessite la prise en compte de l'ensemble des paramètres du couplage.

2.1.1.2 Phénomène de Flottement

Parmi ces couplages, on peut compter sur le phénomène de flottement (Flutter) pour provoquer une dynamique instable mais intéressante à exploiter pour l'application du récupérateur d'énergie oscillant. Ce phénomène instationnaire se caractérise par la synchronisation des modes de déplacement de la structure souple à l'origine d'un transfert d'énergie. Naudasher and Rockwell [1980] qualifient cette dynamique de mouvement induit par l'excitation [1]. Cette définition se justifie par l'existence d'une interaction entre l'écoulement et la vibration de la structure de l'aile. On peut distinguer plusieurs types de couplages aéroélastiques. Le flottement classique concerne le couplage des modes de déplacement avec une sollicitation critique du fluide. Ce comportement apparait à la suite d'une fusion des fréquences d'oscillations dues à l'action de l'écoulement [Hémon, 2006] qui engendre une instabilité dynamique aéroélastique. Cette instabilité dynamique est non-désirée dans la plupart des applications mécaniques à cause de l'intense fatigue et de la destruction qu'elle peut engendrer. Dans le cas des ailes d'avions, sensibles à ce phénomène aéroélastique, cette instabilité se manifeste par le couplage des modes de torsion et de flexion de l'aile provoquant la rupture des matériaux. Un autre type de flottement est présenté par Fung [1955] par le décrochage de l'aile et la présence de zones de séparation de l'écoulement à proximité de la paroi. Ce phénomène instable est caractérisé par l'amplification des oscillations de l'aile par les efforts aérodynamiques non-linéaires créés par le flottement de décrochage. Dans ce cas, un seul degré de liberté est suffisant pour provoquer ce comportement aéroélastique. [Naudasher and Rockwell, 1980] présentent ce type de couplage par la catégorie des excitations induites par l'instabilité du fluide. En effet, la création de structures instables dans l'écoulement conséquentes au décrochage dynamique (du fluide) de la paroi, modifie la sollicitation de l'écoulement et la déformation du corps par l'intermédiaire du couplage multi-physiques. Ici, on s'intéresse principalement à l'utilisation de ces phénomènes comme un moyen de production d'énergie à extraire. Pour cela, un mécanisme oscillant sensible à ces couplages est développé de manière à contrôler l'établissement du Flutter.

2.1.2 Instabilité dynamique du Flutter

2.1.2.1 Bifurcation

Dans la plupart des cas, la réponse dynamique d'une aile d'avion à la suite d'une sollicitation hydro-aérodynamique instationnaire se manifeste par une oscillation amortie. Cette réponse témoigne d'un dimensionnement approprié de la structure de l'aile au contact de l'écoulement. Cependant, lorsque la vitesse de l'écoulement atteint une vitesse critique, la structure de l'aile peut entreprendre un mouvement d'oscillation auto-entretenu (état dynamiquement stable). A partir de ce stade, l'augmentation de la vitesse occasionne des amplitudes d'oscillations croissantes pouvant détériorer la structure par la fatigue (état instable). Selon Hémon [2006], l'apparition de ce phénomène coïncide avec la synchronisation des modes de déformations (généralement de la torsion et de la flexion) d'une aile d'avion. Dans ce cas, ce phénomène d'instabilité dynamique nécessite la présence d'au moins deux modes d'oscillations afin de favoriser un transfert d'énergie. On peut constater ce phénomène dans les diagrammes de bifurcation par la fusion des fréquences des modes de déformation de l'aile. Ce comportement est clairement identifié par l'analyse des racines σ d'un système dynamique, au point critique

1. Movement-Induced-Excitation

dynamique ($Re(\sigma) = 0$ et $|Im(\sigma_{2i})| = |Im(\sigma_{2i+1})|$ avec $i = [1, 2]$) du diagramme de la bifurcation de Hopf, illustré par la figure 2.2. Ce point critique est caractérisé par des

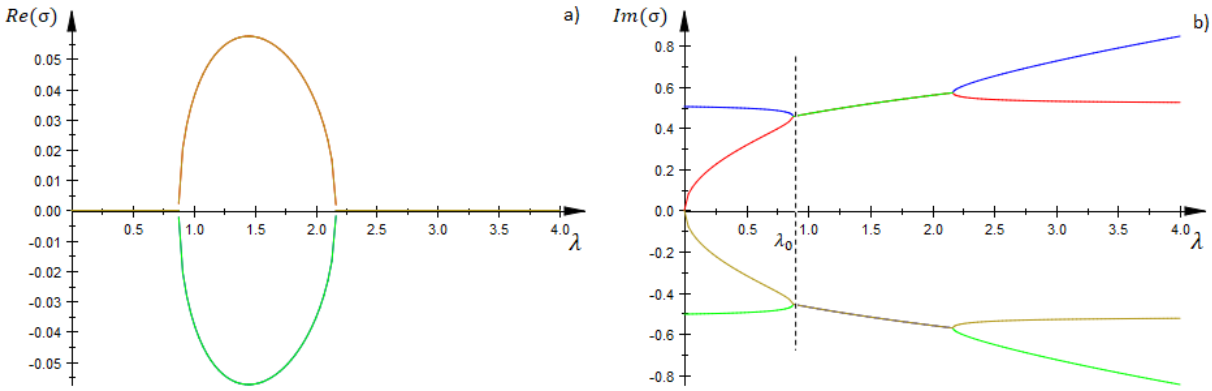


FIGURE 2.2 – Diagramme des bifurcations d'un oscillateur de Van der Pol : a) parties réelles b) parties imaginaires

modes d'oscillations, de même pulsation $|Im(\sigma_i)|$, obtenues à partir d'un paramètre critique λ_0. Par définition, un système conservatif redistribue l'énergie du dispositif oscillant sans perte ni ajout. Dans ce cas, la fusion des fréquences constitue un cas particulier d'oscillations strictement stables dynamiquement qui se traduisent par la périodicité du mouvement. La redistribution de l'énergie des systèmes conservatifs ne peut pas être exploitée pour développer une application de récupération d'énergie (qui, par définition , s'oppose au critère de conversion d'énergie d'une hydro-éolienne). Selon DeLangre [2001], la fusion des fréquences est une condition nécessaire mais pas suffisante pour déclencher l'instabilité dynamique des systèmes non-conservatifs. En effet, l'apparition de l'instabilité de ces systèmes nécessite l'ajout d'un couplage non-symétrique. Cette condition est réalisée, par exemple, par un comportement différent des raideurs ou une anomalie structurelle du système dynamique. Elle se traduit par le critère de transversabilité de Nguyen [2003] qui impose une pente non-nulle lors de l'évolution de l'état de la stabilité, des racines σ du système dynamique, suite à la variation du paramètre de bifurcation λ telle que $dRe(\sigma)/d\lambda \neq 0$. Dans ce cas, l'analyse des branches des solutions bifurquées témoigne d'un système non-conservatif. L'analyse des solutions bifurquées des modes de la bifurcation présente un comportement mixte des racines asymptotiquement stables (amorties) et instables provoquant la dynamique de flottement [DeLangre, 2001]. Le potentiel énergétique contenu dans les modes instables constitue une source d'énergie exploitable par des convertisseurs d'énergie aéroélastiques. En l'absence de cette conversion, l'énergie cinétique accumulée par l'oscillateur participe à l'amplification des oscillations des déformations (torsion-flexion) de l'aile.

2.1.2.2 Apparition et/ou Prévention du Flutter

Pour se prévenir du flottement aéronautique Duncan [1945] suggère un contrôle passif basé sur la répartition des masses ou des dimensions géométriques afin d'éviter les instabilités aéro-élastiques. En fonction de paramètres donnés, un système masse-ressort classique à plusieurs degrés de liberté peut adopter une dynamique asymptotiquement stable, dynamiquement stable ou instable. En se référant au triangle de Collar, illustré à la figure 2.1, un autre couplage peut contribuer aux dynamiques instables du flutter. Duncan [1945] présente le couplage amortissement-aérodynamique comme étant une

cause supplémentaire à l'instabilité. En effet, l'amplification des oscillations provoquée par l'interaction hydro-aéro-élastique est ici la source d'instabilité la plus attendue. Cette instabilité s'oppose à la dissipation intrinsèque de la structure souple (qui peut être par exemple accentuée artificiellement par l'ajout d'amortissements). L'écart entre l'apport énergétique de nature aérodynamique et la dissipation de la structure peut à nouveau provoquer une dynamique différente (asymptotiquement stable, dynamiquement stable ou instable) selon les facteurs d'amortissements de la structure. Ainsi, le contrôle passif préconisé par Duncan revient à coupler ou découpler cet équilibre multi-physiques (Triangle de Collar) pour provoquer ou se prévenir du phénomène de flottement. Une fois la dissipation de la structure fixée il existe une solution limite d'oscillation auto-entretenue qui peut être exploitée pour développer un récupérateur d'énergie oscillant aéroélastique autonome (passif). Pour parvenir à la suppression du flutter, Duncan utilise le test de Routh [Nayfeh, 1993] qui permet d'estimer la stabilité d'un polynôme caractéristique d'ordre n [Andronov and Chaikin, 1949, Kirillov, 2013]

$$P(\sigma, \lambda) = a_n(\lambda)\sigma^n + a_{n-1}(\lambda)\sigma^{n-1} + ... + a_1(\lambda)\sigma + a_0(\lambda) \tag{2.1}$$

avec $a_n > 0$ où $n = [0, 1, 2, ...]$. L'analyse de la stabilité utilise la matrice de Hurwitz

$$H(\lambda) = \begin{pmatrix} a_1(\lambda) & a_0(\lambda) & ... & 0 \\ a_3(\lambda) & a_2(\lambda) & ... & 0 \\ \vdots & \vdots & ... & \vdots \\ a_{2n-1}(\lambda) & a_{2n-2}(\lambda) & ... & a_n(\lambda) \end{pmatrix} \tag{2.2}$$

de sorte que, le critère de Routh-Hurwitz qui assure la stabilité asymptotique du système oscillant gouvernée par le polynôme caractéristique (2.1) est

$$D_1 = a_1(\lambda) > 0, \quad D_2 = det \begin{pmatrix} a_1(\lambda) & a_0(\lambda) \\ a_3(\lambda) & a_2(\lambda) \end{pmatrix} > 0, \quad ..., \quad D_n = det(H(\lambda)) > 0. \tag{2.3}$$

Basé sur ce critère, Liu [1994] propose une méthode caractérisant la stabilité dynamique d'un système oscillant. En théorie, cette dynamique (cycle limite d'oscillation) est assurée par une paire de racines conjuguées purement imaginaires et le reste des racines à partie réelle négative. Sous cette condition, le critère de stabilité dynamique est complété de sorte que

$$D_1(\lambda_0) > 0, \quad D_2(\lambda_0) > 0, \quad ... \quad D_{n-1}(\lambda) = 0, \quad \left(\frac{dD_{n-1}(\lambda)}{d\lambda}\right)_{\lambda=\lambda_0} \neq 0, \tag{2.4}$$

au lieu de la bifurcation λ_0. Wu and Liu [1997] poursuivent l'analyse de la stabilité, basée sur les propriétés du polynôme caractéristique, en considérant les solutions à racines purement imaginaires. Dans ce cas, pour un polynôme d'ordre 4, $D_{n-1}(\lambda_0) = D_{n-2}(\lambda_0) = D_{n-3}(\lambda_0) = 0$. Ces deux critères seront considérés dans le développement d'un récupérateur d'énergie oscillant aéroélastique passif afin de corriger l'instabilité dynamique apportée par le phénomène de flottement.

Cette méthode de prévention passive du flutter s'oppose aux diverses méthodes actives testées par exemple sur le B-52 par US Air Force dans les années 1970. Ces techniques nécessitent l'utilisation de capteurs et de servomoteurs (exemple aileron) permettant de changer la forme du profil d'aile et d'adapter les efforts aérodynamiques afin d'éviter l'amplification des oscillations symptomatiques du phénomène de flutter.

Ce contrôle actif du flutter a démontré son efficacité en augmentant le domaine de vol (vitesse critique de flutter) de certains appareils sensibles à ce phénomène aéroélastique [Livne, 2018]. La présence d'un aileron avait par ailleurs été modélisée par Theodorsen [1935] pour modéliser et contrôler le flottement.

2.1.2.3 Méthodes des Perturbations

Les non-linéarités du système dynamique ne peuvent plus être ignorées lorsque leurs présence influence l'amplitude des oscillations. Dans ce cas, les méthodes de perturbations [Nayfeh, 2000] sont employées pour déduire la stabilité des systèmes dynamiques. On constate que l'instabilité apportée par les contributions non-linéaires du système peut être récupérée (de la même manière que le flutter) par un contrôle passif (dissipation) pour générer un mouvement d'oscillation dynamiquement stable. Dans ce cas, les non-linéarités peuvent s'opposer à la dynamique du système pour aboutir à des mouvements d'oscillations auto-entretenus. On considère la dynamique d'un oscillateur non-linéaire voisin d'un système linéaire en utilisant le développement de la Méthode de Poincarré-Lindstedt. Girardot [1997] utilise cette méthode pour estimer la dynamique d'un système non-linéaire de pendule inverse. Cette analyse utilise le développement de Taylor du déplacement q, de la pulsation ω du système et du paramètre λ utilisé pour adapter la dynamique du système.

$$\begin{aligned} \ddot{q} &= h(q, \dot{q}, \lambda) \\ \left(\sum_{p=0}^{\infty} \omega_p \epsilon^p\right)^2 \left(\sum_{p=1}^{\infty} \ddot{q}_p \epsilon^p\right) &= \sum_{i+j+k \geq 0} h_{ijk} \left(\sum_{p=0}^{\infty} q_p \epsilon^p\right)^i \left(\sum_{p=0}^{\infty} \omega_p \epsilon^p\right)^j \left(\sum_{p=0}^{\infty} \dot{q}_p \epsilon^p\right)^j \left(\sum_{p=0}^{\infty} \lambda_p \epsilon^p\right)^k \end{aligned}$$

avec h_{ijk} les composantes de h associées aux ordres des développements d'ordre ϵ de $(q, \dot{q}, \lambda)$,

$$q = q_0 + \epsilon q_1 + \epsilon^2 q_2 + ... \quad \omega = \omega_0 + \epsilon \omega_1 + \epsilon^2 \omega_2 + ... \quad \lambda = \lambda_0 + \epsilon \lambda_1 + \epsilon^2 \lambda_2 + ...$$

Le problème dynamique devient alors

$$\begin{aligned} O(1): \quad \left(\frac{d^2}{dt^2} + 1\right) q_0 &= 0 \\ O(\epsilon): \quad \left(\frac{d^2}{dt^2} + 1\right) q_1 &= h(q_0, \dot{q}_0, \lambda_0) \\ O(\epsilon^2): \quad \left(\frac{d^2}{dt^2} + 1\right) q_2 &= h(q_0, \dot{q}_0, \lambda_0, q_1, \dot{q}_1, \lambda_1) \\ &... \end{aligned}$$

avec la normalisation $\tau = \omega t$ de l'évolution temporelle t. L'analyse utilise le développement aux ordres $p > 0$ pour évaluer l'influence des non-linéarités du système dynamique. Ces développements permettent d'introduire des termes libres qui peuvent être figés de manière à empêcher des comportements irréalistes introduits par des termes séculaires (par exemple $e^t sin(wt)$). L'objet de ce dimensionnement est de fixer, par rapport à l'évolution temporelle, une dynamique bornée qui ne peut pas croître indéfiniment. Un complément d'information concernant cette modélisation est contenu dans Manneville [2004]. A partir du critère de solvabilité basé sur les termes séculaires et du théorème de Lyapunov, Girardot [1997] propose un critère à appliquer sur les contributions non-linéaires

$$\xi_2 = \left(\frac{dRe\left(\sigma(\lambda)\right)}{d\lambda}\right)_{\lambda=\lambda_0} \lambda_2 > 0$$

pour assurer la stabilité dynamique du système aux ordres ϵ^2 . Ce critère de transversalité s'ajoute à la condition du système linéaire au lieu de la bifurcation λ_0 qui impose déjà une pente non-nulle $dRe(\sigma)/d\lambda \neq 0$. Cette condition explique l'apparition de modes de flutter instables, dans DeLangre [2001], pour le paramètre $\lambda > \lambda_0$ d'un système dynamique amorti producteur d'énergie.

2.1.3 Aspect Energétique du flutter

2.1.3.1 Mécanisme d'extraction d'énergie

Le phénomène de flottement initie un comportement d'oscillation dynamique différent des modes d'oscillations purs (flexion ou torsion simple d'une aile) par un échange énergétique entre les degrés de liberté (couplage). Ce type de comportement dynamique instable est révélateur d'un gain énergétique. Cette tendance s'explique par le déphasage des modes de déformation et l'établissement des forces aérodynamiques associées lors d'un cycle d'oscillation. En effet, dans le cas d'une aile souple dont les mouvements (flexion et torsion) sont en phase, l'énergie récupérée lors d'un demi-cycle d'oscillation s'oppose à l'énergie du demi-cycle restant de sorte que l'énergie moyenne extraite d'un cycle entier est nulle. Le déphasage des deux degrés de liberté (flexion et torsion) permet de rompre cet équilibre de manière à atteindre un rendement énergétique positif [Duncan, 1945]. La figure 2.3 représente l'apport énergétique d'un mouvement d'oscillation périodique combiné (torsion et flexion) déphasé de $\pi/2$. Ce constat est à l'origine du

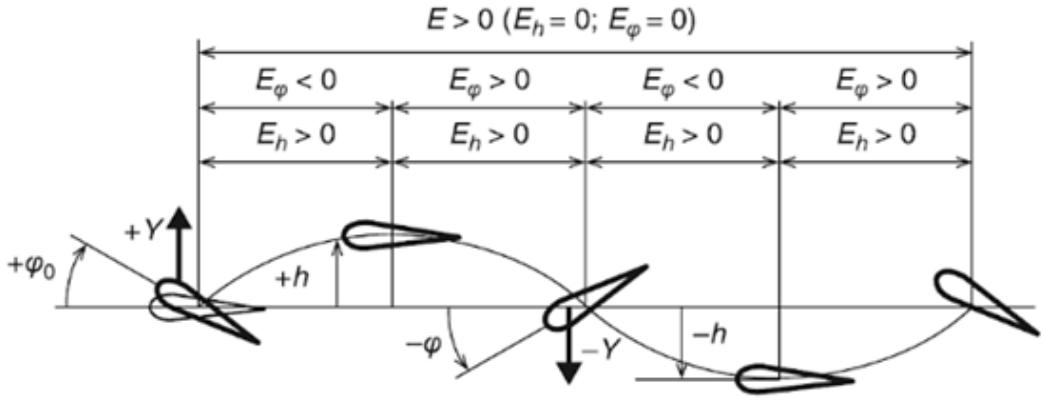


FIGURE 2.3 – Schématisation d'un cycle énergétique d'un mouvement d'oscillations combinées (torsion et flexion) d'un profil d'aile déphasé de $\pi/2$ tirée de Cecrdle [2015]

concept de récupération d'énergie basés sur ce phénomène aéroélastique nommé "flutter engine" développé par Duncan [1951]. Ce mécanisme intègre un dispositif permettant de contrôler la différence de phase et ainsi la quantité d'énergie extraite d'un cycle d'oscillation. Or d'un point de vue énergétique, les phénomènes aéroélastiques peut s'expliquer par le biais du bilan d'énergie associé à chaque phase du cycle. La figure 2.3 schématise l'apport énergétique d'un mouvement de tangage φ couplé à un mouvement de translation verticale h, qui individuellement ne produisent pas d'énergie moyenne $\bar{E}_\varphi = \bar{E}_h = 0$ lors du cycle d'oscillation. Cela explique l'incapacité des mouvements de pure tangage ou de pure translation verticale à accumuler de l'énergie à l'origine de l'instabilité aéro-élastique. Le couplage des deux dynamiques (φ et h) permet de

rompre cet équilibre en réalisant un transfert d'énergie durant les cycles d'oscillation ($\bar{E}_\varphi \neq 0$ et $\bar{E}_h \neq 0$). Dans ce cas, on relève que la production énergétique du mouvement de pillonnement ($\bar{E}_h > 0$) peut être dégradée par l'apport ou la consommation d'énergie du mouvement de tangage ($E_\varphi > 0$ ou $E_\varphi < 0$) lors du cycle d'oscillation. Dans la figure 2.3, on remarque que le déphasage $\pi/2$ des deux mouvements combinés permet de faire coïncider une production simultanée des deux oscillations sur certaines portions du cycle et de limiter les pertes énergétique du mouvement de tangage ($E_\varphi < 0$) afin de justifier l'application de récupérateur d'énergie $\bar{E} > 0$ de ce système à deux degrés de liberté. Ce comportement est révélateur du travail positif réalisé par la colinéarité des vecteurs forces et vitesses de l'aile durant le cycle d'oscillation. En absence d'un dissipateur correctement dimensionné, l'accumulation d'énergie peut provoquer des dynamiques instables comme le mode de flottement. D'autres déphasages sont responsables, dans la représentation énergétique de Patil [2002], de comportements aéro-élastiques différents adaptés à d'autres applications mécaniques. Les dynamiques associées au mode de flottement seront particulièrement recherchées pour développer un récupérateur d'énergie autonome basé sur les interactions fluide-structure.

2.1.3.2 Bilan énergétique

Le sillage de l'aile est une source d'énergie ou de dissipation naturelle qui pourrait en théorie assurer la source d'alimentation du récupérateur d'énergie oscillant. L'ajout de cette composante dans un modèle d'aérodynamique théorique contribue à convertir, inévitablement, un système conservatif en un système non-conservatif d'énergie. En effet, l'action du sillage est capable de céder ou de récupérer une quantité de mouvement à l'origine de variations de forces instationnaires avec son environnement. Ce phénomène est parfaitement intégré dans la propulsion de poissons et peut se révéler

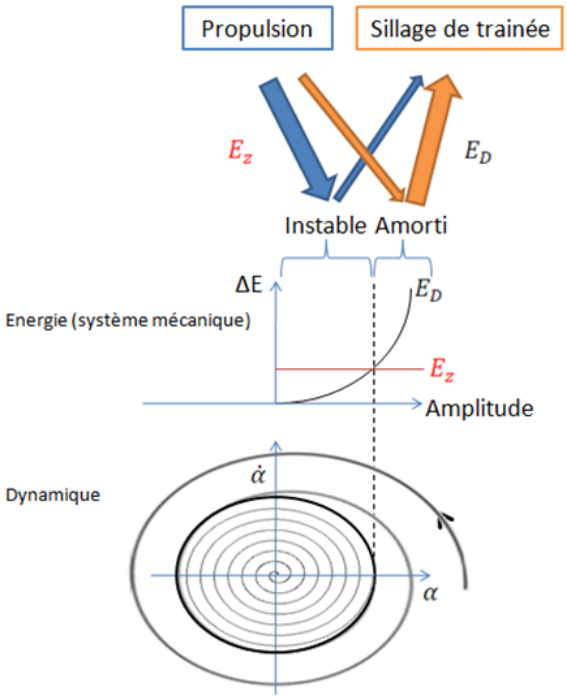


FIGURE 2.4 – Schématisation du transfert d'énergie impactant la dynamique de l'incidence α d'une l'aile

soit utile soit dommageable dans l'application de l'hydro-éolienne oscillante. En effet, un oscillateur devient instable lorsque l'énergie non-amortie (cinétique et potentielle) E_z est supérieure à l'énergie de dissipation E_D intrinsèque à la structure [Srinivasan, 1996]. A l'inverse, un mouvement d'oscillation est obtenu lorsque la dissipation déplace l'apport énergétique du reste du système. Cette tendance est illustrée par les transferts énergétiques de la figure 2.4. On remarque que l'instabilité du phénomène de flottement est associée à un surplus d'énergie non-dissipée par la structure de l'aile, qui cause la croissance des oscillations. Dans ce cas, la performance aérodynamique de l'aile, peu dissipée par son sillage, produit une énergie cinétique élevée qui cause l'instabilité du système. Ces transferts d'énergie sont limités dans le temps et ne peuvent donc pas être exploités pleinement par un récupérateur d'énergie oscillation passif (autonome). La représentation énergétique de Patil [2002] présente deux autres solutions limites : les modes stables de trainée et les modes stables de propulsion. Ces modes se caractérisent par une oscillation périodique appelées Cycle Limite d'oscillation (LCO) effectif pour $E_z - E_D = 0$. Ce point de fonctionnement critique est plus facilement atteint en complétant la dissipation du sillage par une dissipation visqueuse ajoutée par des amortisseurs. Les deux dissipations s'associent pour contraindre le transfert de l'énergie aérodynamique de l'aile et éviter la déstabilisation du système oscillant.

2.2 Modèles d'aérodynamiques instationnaires

Très rapidement des modèles d'aérodynamiques instationnaires se sont adaptés pour modéliser le sillage et les forces aérodynamiques instationnaires qui alimentent ces phénomènes aéroélastiques. La représentation simplifiée des écoulements par une formulation potentielle fait de ces modèles mathématiques une première approximation de l'action du fluide sur la structure en mouvement. L'enrichissement et la précision de ces méthodes théoriques tendent à complexifier ces modélisations. Les avantages et inconvénients de certaines d'entre elles sont présentés ici afin de choisir le modèle le plus adapté avec la conception d'un extracteur d'énergie oscillant.

2.2.1 Approche Quasi-stationnaire

Dans un premier temps, les problèmes d'aéroélasticité sont abordés par une approximation quasi-stationnaire des efforts aérodynamiques. Lors de cette approximation, les efforts aérodynamiques sont directement proportionnels à l'incidence de l'aile à un instant donné [Fung, 1955]. Ainsi la portance d'une aile peut être estimée à partir de la théorie d'aérodynamique linéaire connaissant l'incidence de l'aile à chaque pas de temps. L'action du sillage sur l'aile est négligée étant donné que cette formulation ne prend pas en compte l'effet mémoire lié au déplacement de l'aile dans un fluide [Dowell, 1994]. La composante d'effort aérodynamique inertielle est également ignorée par cette approche de façon à simplifier cette résolution. Cette approximation peut être adaptée à de faibles fréquences d'oscillations lorsque les composantes inertielles de forces sont négligeables. Les autres mouvements nécessitent une modélisation plus complète des forces aérodynamiques instationnaires.

2.2.2 Théories d'aérodynamiques instationnaires

2.2.2.1 Théorie de Wagner

Des avancées majeures dans la modélisation des efforts aérodynamiques instationnaires sont effectuées dans les années 20 par Wagner [1924]. Sa méthode permet de modéliser l'évolution de l'influence du sillage sur les performances aérodynamiques d'une aile d'envergure infinie suite à une variation d'incidence ou à un déplacement brutal. En effet, dans le cas d'un mouvement d'un corps profilé, le théorème de Kelvin complété par la condition de Kutta-Joukowski impose dans la plupart des cas l'émission d'un sillage dans un écoulement potentiel, au bord de fuite, qui peut être modélisée théoriquement par des circulations (singularités) . On remarque que l'intensité des circulations émises dans le sillage est directement corrélée au déplacement de l'aile. L'analyse de Wagner présente le sillage comme l'effet mémoire du fluide suite au mouvement entrepris par l'aile. Comme toutes perturbations dans un écoulement subsonique, cet effet mémoire se répercute sur l'évaluation des efforts aérodynamiques sur l'aile. Dans le cas d'un mouvement de translation simple, de la figure 2.5, ou de

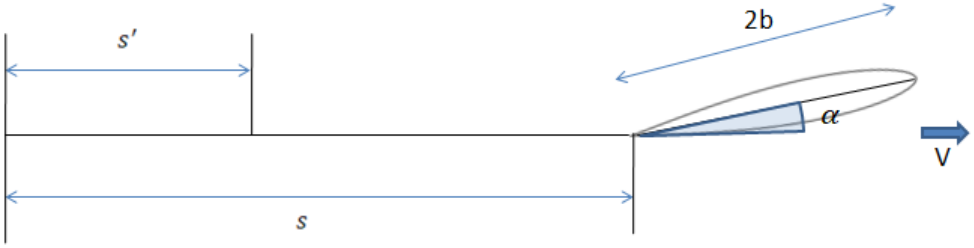


FIGURE 2.5 – Représentation de l'émission tourbillonnaire associée à une translation uniforme à une incidence constante d'une aile d'envergure infinie

pur tangage, le respect de la condition de glissement (2.5) sur la ligne tourbillonnaire est utilisé dans l'analyse de Wagner pour déduire les fluctuations de vitesses induites par la répartition de circulation dans le sillage.

$$Vsin(\alpha) = \int_{s_0}^{s} \frac{\sqrt{1+s-s'}}{s-s'} u(s')ds' \tag{2.5}$$

On peut déduire de l'analyse précédente la fonction de Wagner $W(s)$ qui permet de modéliser l'action du sillage associée à un mouvement particulier en fonction de la circulation $\Gamma(s)$ générée par l'ensemble de la ligne tourbillonaire.

$$W(s) = \frac{\Gamma(s)}{2\pi bw} = \frac{\int_{s_0}^{s} u(s')ds'}{2\pi bw} \tag{2.6}$$

Dans une premier temps, la résolution de cette fonction est obtenue par une intégration numérique. On retrouve dans Jones [1940] et Försching [1984] une expression empirique de la fonction de Wagner pour une envergure d'aile infinie. La résolution analytique de cette intégration, pour des mouvements oscillations harmoniques a du attendre l'aboutissement du modèle aérodynamique instationnaire de Theodorsen [1935].

2.2.2.2 Théorie de Theodorsen

Theodorsen [1935] propose un modèle d'aérodynamique instationnaire appliqué à la modélisation du phénomène de flottement. Une partie de cette analyse est basée

sur l'estimation de l'effet mémoire d'un sillage induit par un mouvement oscillatoire (combiné) de translation verticale $h(t)$ et de tangage $\alpha(t)$ contrairement à la méthode Quasi-Stationnaire qui néglige totalement l'action du sillage. Une autre avancée de cette méthode est la prise en compte d'une certaine catégorie de forces de masse qui provient de l'interaction entre l'aile et l'écoulement. L'auteur distingue les forces aérodynamiques issues de cette interaction aux forces induites par l'effet mémoire du sillage par les notions de la composante des efforts non-dues et dues aux circulations du domaine fluidique. Pour cela, les composantes circulatoires et non-circulatoires de ces efforts aérodynamiques sont estimées à partir des potentiels de vitesse associés à chaque mouvement de l'aile dans l'écoulement potentiel. La théorie utilise les propriétés de la transformée conforme appliquées à une section de plaque plane munie d'un aileron pour simplifier la résolution des efforts instationnaires. Cette opération permet d'associer une coordonnée complexe $z = x + iy$ d'une plaque plane à une coordonnée complexe $Z = X + iY$ d'une circonférence dans la résolution analytique des efforts aérodynamiques. La composante non-circulatoire des efforts aérodynamiques se définit à partir d'une répartition de singularités sur le cercle, le plus souvent centré, et telle que le rayon du cercle (a) de la transformée conforme coïncide avec la demi-corde du profil $(c/2)$ dans le repère de l'aile. On retrouve dans Theodorsen [1935] les expressions des potentiels de vitesses des singularités relatives à une translation verticale $h(t)$ d'un point distant de b du centre de l'aile, à un déplacement angulaire $\alpha(t)$ ainsi qu'à l'oscillation d'un aileron et de leurs vitesses . Le théorème de Bernoulli instationnaire permet de relier les potentiels de vitesse, associés aux divers déplacements, à la répartition de pression instantanée du contour circulaire pour la seule plaque plane. L'intégration de la répartition de pression sur le contour aboutit à l'expression simplifiée de la portance et du moment aérodynamique de la composante non-circulatoire.

$$L_{nc} = \rho b^2 \pi \left[V\dot{\alpha} + \ddot{h} - ba\ddot{\alpha} \right] \tag{2.7}$$

$$M_{nc} = \rho b^2 \pi \left[V^2\alpha + V\dot{h} + ba\ddot{h} - b^2 \left(\frac{1}{8} + a^2 \right) \ddot{\alpha} \right] \tag{2.8}$$

Cette force et ce moment aérodynamique instationnaire se distinguent des contributions circulatoires par la nature de la singularité employée. Les actions de portance ainsi que de trainée d'un sillage peuvent être modélisées par une répartition de paires de circulations, une d'intensité $+\Delta\Gamma$ localisée à $1/X_0$ sur le cercle et une dans le sillage

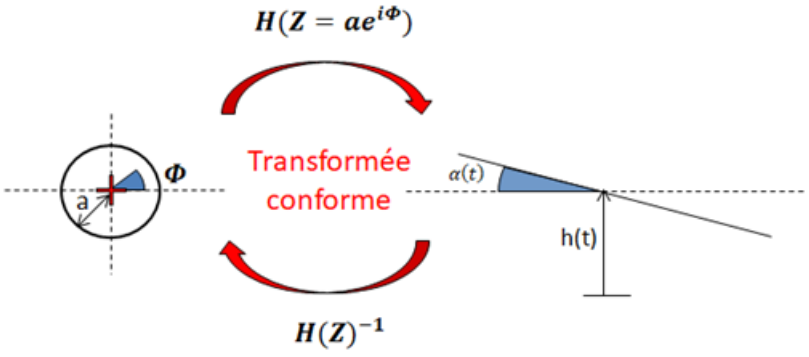


FIGURE 2.6 – Transformée conforme

d'une intensité de signe opposé $-\Delta\Gamma$ à la distance $X_0 = x_0 + \sqrt{x_0^2 - 1}$ où x_0 représente l'abscisse des coordonnées des circulations émises dans le sillage. L'intensité des circu-

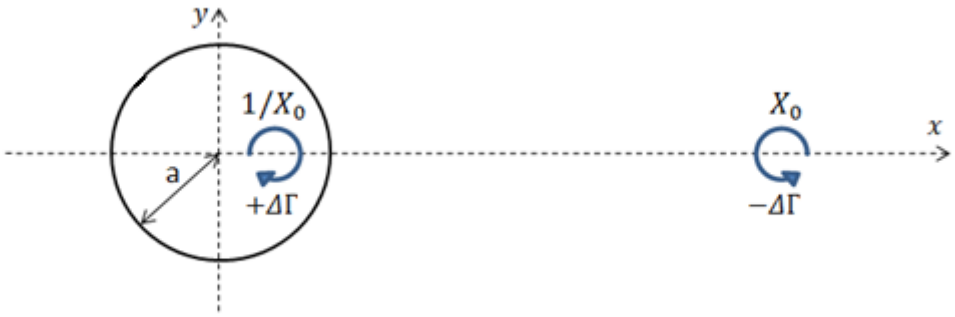


FIGURE 2.7 – Représentation schématique de l'émission des circulations dans le sillage

lations $\Delta\Gamma$ est obtenue selon la condition de Kutta-Joukowsky qui impose une vitesse finie au bord de fuite. L'expression des contributions circulatoires, incluant l'action du sillage, des forces et moment aérodynamiques deviennent

$$L_c = 2\rho V b\pi \left[V\alpha + \dot{h} + b\left(\frac{1}{2} - a\right)\dot{\alpha}\right] C(K) \tag{2.9}$$

$$M_c = -2\rho V b\pi \left(V\alpha + \dot{h} + b\left(\frac{1}{2} - a\right)\dot{\alpha}\right) . \left[\left(a + \frac{1}{2}\right) C(K) - \frac{1}{2}\right] \tag{2.10}$$

Où $Im(L_c)$ correspond à la force de portance instationnaire, $Re(L_c)$ correspond à la force de trainée instationnaire et M_c est le moment aérodynamique instationnaire dans le repère plan $(O, \overrightarrow{x}, \overrightarrow{y})$. Afin de modéliser, l'action du sillage sur la plaque plane, Theodorsen [1935] introduit la fonction $C(K)$ qui caractérise le déficit apporté par la présence d'un sillage dans l'écoulement au contact de l'aile. La fonction de Theodorsen C(K) se présente sous une forme intégrale

$$C(K) = \frac{\int_1^\infty \frac{x_0}{\sqrt{x_0^2-1}} e^{-iKx_0} dx_0}{\int_1^\infty \frac{x_0+1}{\sqrt{x_0^2-1}} e^{-iKx_0} dx_0} \tag{2.11}$$

La résolution de cette intégrale est réalisée, dans Theodorsen [1935], par l'identification des fonctions de Hankel H_0 et H_1 d'ordres 0 et 1 en fonction de $K = 2a\omega/V$ la pulsation réduite d'oscillation du profil d'aile où, ω est la pulsation réelle d'oscillation de l'aile. Ainsi l'expression analytique de la fonction de Theodorsen est

$$C(K) = \frac{H_1^2(K)}{H_1^2(K) + iH_0^2(K)} = F(K) + iG(K) \tag{2.12}$$

Avec les fonctions de Hankel

$$H_0^2(K) = J_0(K) - iY_0(K)$$
$$H_1^2(K) = J_1(K) - iY_1(K)$$

Avec les fonctions de Bessel d'ordre 1 $J_v(K)$ et les fonctions de Bessel d'ordre 2 $Y_v(K)$ pour $v = 0, 1$.

$$J_0(K) = \frac{2}{\pi}\int_1^\infty \frac{sin(Kx)}{\sqrt{x_0^2-1}}dx \text{ et } J_1(K) = -\frac{2}{\pi}\int_1^\infty \frac{cos(Kx)}{\sqrt{x_0^2-1}}dx$$
$$Y_0(K) = -\frac{2}{\pi}\int_1^\infty \frac{cos(Kx)x}{\sqrt{x_0^2-1}}dx \text{ et } Y_1(K) = -\frac{2}{\pi}\int_1^\infty \frac{sin(Kx)x}{\sqrt{x_0^2-1}}dx$$

La fonction de Theodorsen $C(K)$ peut être interprétée comme un indicateur de la perte de performance aérodynamique liée à l'effet mémoire (sillage) du fluide par le déplacement d'un corps profilé mobile. Ce niveau d'instabilité est calculé en prenant comme référence l'état quasi-stationnaire d'un écoulement non-perturbé par la présence d'un sillage. Cet état quasi-stationnaire de l'écoulement est repéré dans la figure 2.8 pour $C(K = 0) = 1$. Dans ce cas, la portance du profil d'aile est cohérente avec l'approche quasi-stationnaire développée dans la partie précédente. A contrario un déficit aérodynamique maximum est atteint, pour $C(K \to \infty) = 0.5$, lorsque l'écoulement est fortement perturbé par le mouvement de l'aile. La fonction de Theodorsen [1935] est associée à un type d'oscillation sinusoïdale symétrique de tangage et de translation verticale. D'autres modèles théoriques se sont également distingués pour résoudre le problème de flottement aérodynamique.

2.2.2.3 Théorie de Kussner

La Théorie de Kussner constitue une alternative à la théorie de Theodorsen. Ces deux auteurs contemporains parviennent à modéliser l'apparition du flutter par des méthodes différentes. Le détail des différences principales de cette théorie est présenté dans cette partie en s'appuyant sur Kussner [1936], Kussner and Schwarz [1941] et Fung [1955]. Au lieu d'utiliser les variations de potentiels de vitesses conséquentes aux mouvements d'oscillations de l'aile, Kussner étend la théorie d'aérodynamique linéarisée bidimensionnelle pour en déduire l'expression des efforts aérodynamiques instationnaires. Dans ce cas, le sillage induit par un mouvement d'oscillation harmonique $y(t)$ d'une aile d'envergure infinie génère des vitesses déficitaires qui peuvent perturber l'écoulement au voisinage de l'aile et donc les performances aérodynamiques. Si l'on définit le profil d'aile réduit à une plaque plane de coordonnée $x = -1$ au bord d'attaque et $x = +1$ au bord de fuite, l'expression des vitesses effectives perçues sur le profil en mouvement est

$$v(x,t) = V\frac{\partial y}{\partial x} + \frac{\partial y}{\partial t}$$

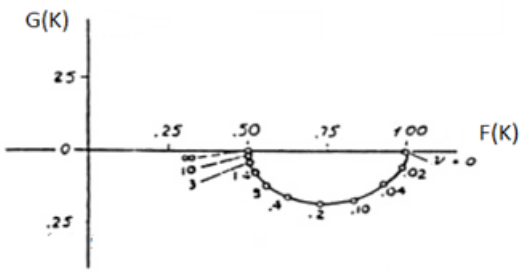


FIGURE 2.8 – Fonction de Theodorsen C(K) en fonction de la fréquence réduite K tirée de Theodorsen [1935]

L'utilisation du changement de variable $x = cos(\theta)$ et le développement en série de Fourier sont appliqués pour redéfinir cette expression.

$$v(\theta,t) = -Ve^{i\omega t}\left(P_0 + 2\sum_1^\infty P_n cos(n\theta)\right) \tag{2.13}$$

avec les coefficients de la série

$$P_n = -\frac{e^{-i\omega t}}{V\pi}\int_0^\pi v(\theta,t)cos(n\theta)d\theta$$

La distribution de pression instationnaire sur l'aile dans le repère (θ,t) est détaillée dans Kussner and Schwarz [1941]

$$p(\theta,t) = \rho V^2 e^{i\omega t}\left(2a_0 cotan\left(\frac{\theta}{2}\right) + 4\sum_1^\infty a_n\frac{n\theta}{n}\right)$$

Avec les coefficients de la série en fonction de $T(K)$ [2]

$$\begin{aligned} a_0 &= \frac{1+T(K)}{2}(P_0 - P_1) - P_1 \\ a_n &= \frac{\omega}{2}(P_{n-1} - P_{n+1}) - nP_n \end{aligned}$$

Pour finir, l'intégration de la pression sur le contour de la circonférence est effectuée pour obtenir l'expression des forces et moment aérodynamiques instationnaires appliqués au centre du profil.

$$\begin{aligned} L &= 2\pi\rho V^2 e^{i\omega t}\left[(P_0+P_1)C(K) + (P_0-P_2)\frac{iK}{2}\right] \\ M &= \pi\rho V^2 e^{i\omega t}\left[P_0C(K) - P_1(1-C(K)) - (P_1-P_3)\frac{iK}{4} - P_2\right] \end{aligned}$$

On remarque que cette modélisation est restreinte uniquement à la réponse dynamique d'un mouvement de translation $y(t)$, expliquée par exemple par une rafale verticale d'écoulement.

2.2.2.4 Théorie de Von Karman & Sears

Karman and Sears [1938] développèrent une nouvelle théorie, qui permet d'estimer l'expression des efforts aérodynamiques instationnaires à partir de la théorie du vortex. Le déplacement de l'aile s'accompagne de l'établissement d'une circulation autour du corps et le principe de la conservation de la circulation dans l'écoulement (Kelvin) impose la génération d'une circulation de sens contraire dans le sillage. On remarque donc que l'ensemble des forces aérodynamiques s'obtient à partir de l'analyse des circulations dans le domaine fluidique. La modélisation des propriétés aérodynamiques de l'aile s'effectue par l'étude des circulations γ_0 attachées à l'aile alors que l'effet du sillage est déduit par l'étude des circulations γ de la ligne tourbillonnaire émise à la suite du mouvement. Cette distinction est utilisée pour classifier les contributions des forces aérodynamiques instationaires. En plus des forces quasi-stationnaires L_0 qui n'impliquent aucune émission d'un sillage, l'analyse de Karman and Sears [1938] modélise les forces

2. Équivalence entre les modélisations de Theodorsen et de Kussner $2C(K) = 1 + T(K)$

de masse apparente L_1 et les forces déficitaires du sillage L_2 à partir des deux types de circulations (attachées et détachées). L'expression des forces instationnaires est

$$L = L_0 + L_1 + L_2 = \rho V \Gamma_0 - \rho \frac{\partial}{\partial t}\left(\int_{-1}^{1} \gamma_0(x) x dx\right) + \rho V \int_1^{\infty} \frac{\gamma(\xi)}{\sqrt{\xi^2 - 1}} d\xi$$

Pour un mouvement d'oscillation, le développement et la résolution de ces intégrales sont réalisés à partir de l'identification aux fonctions modifiées de Bessel $K_1(iz) = K_0'(iz)$ et $K_0(iz) = \int_1^{\infty} e^{-iz\xi}/\sqrt{\xi^2 - 1} d\xi$. Une autre réponse dynamique est envisagée

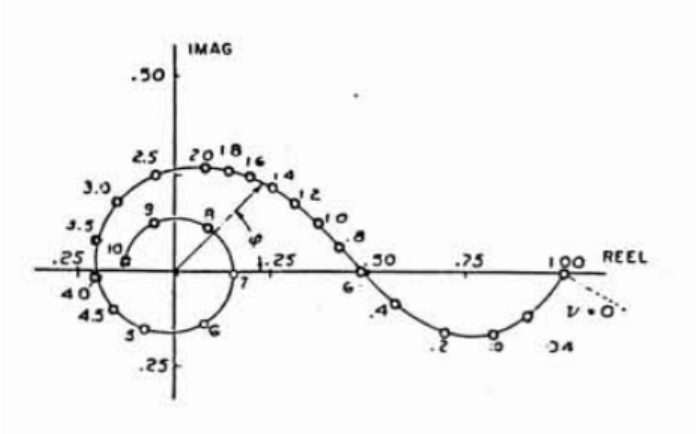


FIGURE 2.9 – Fonction de Sears $\phi(K = \nu)$ par rapport à la fréquence réduite d'oscillation K tirée de Karman and Sears [1938]

par Von Karman et Sears lorsque la rafale n'est plus simplement verticale mais fluctuante $v(x,t) = -We^{i\omega t}e^{-ikcos(\theta)}$ avec W l'amplitude d'oscillation des fluctuations. Dans ce cas, les coefficients P_n de la série de la vitesse effective (2.13) perçue par le profil d'aile sont remplacés par les fonctions de Bessel d'ordre 1 $J_n(z)$ lorsque l'on remarque que

$$e^{-izcos(\theta)} = J_0(z) + 2\sum_{n=1}^{\infty} i^n J_n(z) cos(n\theta)$$

D'après le développement de Fung [1955], la réponse aérodynamique d'une aile soumise à une rafale oscillante appliquée au centre du profil est :

$$\begin{aligned} L &= \pi \rho c V W e^{i\omega t} \phi(K) \\ M &= L\frac{c}{4} \end{aligned}$$

Avec la fonction de Sears $\phi(K)$ qui caractérise l'effet du sillage sur une aile d'envergure infinie pour un mouvement d'oscillation.

$$\phi(K) = (J_0(K) - iJ_1(K))C(K) + iJ_1(K)$$

La figure 2.9 représente l'évolution de cette fonction.

2.2.2.5 Théorie de Couchet

La prise en compte de mouvements différents se traduit par d'autres modélisations des efforts aérodynamiques instationnaires. La théorie de Couchet est consacrée dans un premier temps à la résolution des mouvements sans émission de sillage. Le principe de cette théorie est d'éviter l'émission de circulation dans le sillage en conservant une circulation constante autour de l'aile. Dans ce cas, l'utilisation de la condition de Kutta-Joukowski, au bord de fuite du profil permet d'identifier plusieurs classes de mouvements nécessaires à l'aile pour conserver une circulation donnée. Avant de parvenir à cet objectif, Couchet [1949] développe une démarche basée sur l'extension de la portance stationnaire de Joukowski pour estimer les efforts aérodynamiques instationnaires. Pour cela, la théorie effectue la décomposition associée à la classification des efforts instationnaires de Von Karman et Sears (Quasi-Stationnaire, Masse apparente, Sillage déficitaire) en admettant l'hypothèse des écoulements potentiels et l'opération de transformée conforme $H(Z)$. La fonction potentiel $G(Z,t)$ à l'origine des masses

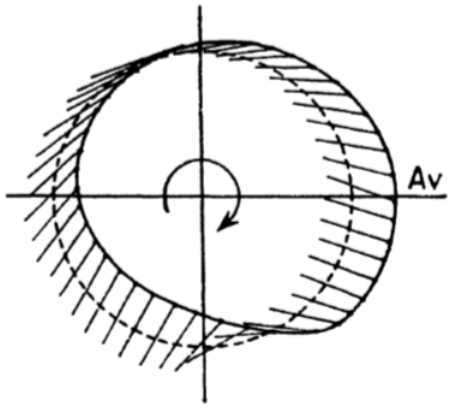


FIGURE 2.10 – Mouvement d'un profil à circulation constante pouvant expliquer le vol d'oiseau sans résistance de l'écoulement (sillage) tiré de Couchet [1956]

apparentes (ou potentiel non-circulatoire de la théorie de Theodorsen) fait l'objet de nombreux développement dans Couchet [1949], Couchet [1952], Couchet [1956], Couchet [1959] et Couchet [1976]. Elle se déduit à partir du théorème de Schartz-Villat en utilisant la ligne de courant ψ à proximité de la paroi d'une circonférence C.

$$G(Z,t) = \frac{-1}{\pi}\int_C \frac{\psi}{\zeta - Z}d\zeta = \frac{-1}{\pi}\int_C \frac{\lambda(t)y - \mu(t)x(t) - \omega(t)(x^2+y^2)/2}{\zeta - Z}d\zeta \quad (2.14)$$

$$= \lambda(t)G^{(1)}(Z) + \mu(t)G^{(2)}(Z) + \omega(t)G^{(3)}(Z) \quad (2.15)$$

avec $H(\zeta) = x+iy$ la coordonnée complexe dans le domaine fluidique. Cette fonction se décompose en $G^{(1)}(Z)$,$G^{(2)}(Z)$ et $G^{(3)}(Z)$ qui dépendent respectivement des variations longitudinale $\lambda(t)$, transverse $\mu(t)$ et angulaire $\omega(t)$ de la vitesse de l'aile. Dans ce cas, le non-contournement de la pointe du profil par l'écoulement est assuré par l'annulation de la vitesse sur l'affixe $Z = a$ du repère de cercle associé au bord de fuite. Cette condition est utilisée dans cette théorie pour fixer la classe des mouvements à circulation constante sans émission d'un sillage

$$\lim_{Z\to a}\left(\frac{dG}{dZ}(Z,t) - i\frac{\Gamma}{2\pi Z}\right) = \frac{dG^{(1)}(a)}{dZ}\lambda(t) + \frac{dG^{(2)}(a)}{dZ}\mu(t) + \frac{dG^{(3)}(a)}{dZ}\omega(t) - \frac{\Gamma}{2\pi a} = 0 \quad (2.16)$$

avec $Z = ae^{i\phi}$ les coordonnées complexes de la transformée conforme. On peut donc en déduire la circulation du mouvement

$$\Gamma(t) = -2\pi a i \left(\frac{dG(Z,t)}{dZ}\right)_{Z=a} = 4\pi a \left(\mu(t) + \omega(t)\Omega\right) \tag{2.17}$$

avec

$$\Omega = \frac{-i}{2}\left(\frac{dG^{(3)}(Z)}{dZ}\right)_{Z=a} \tag{2.18}$$

La figure 2.10 illustre un mouvement de sustentation et de portance, à circulation constante $\Gamma = cst$ (sans sillage), pouvant expliquer le vol d'oiseau sans perturbation due à un sillage induit. Ce type de mouvement complexe est rarement observé dans la nature par des mécanismes passifs sans correction. De ce fait, la plupart des mouvements d'un profil d'aile dans un écoulement sont accompagnés par l'émission d'un sillage. La théorie de Couchet est donc étendue pour étudier dans un premier temps les mouvements voisins d'une circulation constant[Couchet, 1949] puis les mouvements quelconques [Couchet, 1952]. La prise en compte du sillage complexifie grandement la résolution des forces aérodynamiques instationnaires. C'est pourquoi, la généralisation de la théorie de Couchet se concentre initialement sur des mouvements simples d'oscillations périodiques. Le modèle étudié dans Couchet [1959] étend une partie de la théorie de Theodorsen aux mouvements d'oscillation non-symétrique par rapport au sens de l'écoulement d'un profil d'aile non systématiquement réduit à une plaque plane. Pour cela, la fonction de Theodorsen $C(K)$, présentée par l'équation (2.12), est complétée pour inclure la modélisation d'un sillage due à un profil d'aile épais entreprenant des mouvements d'oscillation non-symétriques. La particularité de cette nouvelle modélisation du sillage réside dans son adaptation au type de mouvement d'oscillation considéré.

2.2.3 Simulation des mouvements complexes

Lorsque les mouvements deviennent trop complexes pour être modélisés avec des fonctions usuelles ou que les modèles d'émissions manquent de précision, l'estimation des efforts instationnaires peut être obtenue par la simulation de la dynamique recherchée. Dans ce cas, des méthodes de singularités sont employées pour déterminer l'action d'un profil dans un écoulement potentiel. Ces méthodes nécessitent l'initialisation d'éléments (singularités) qui représentent la présence de l'aile et les perturbations d'un sillage dans l'écoulement. Des représentations de ce moyen théorique sont par exemple présentées et appliquées dans Luu et al. [1971] et Teng [1987] pour estimer les performances aérodynamiques des aubes et l'efficacité d'un concept de récupérateur d'énergie oscillant.

2.2.3.1 Théorie de Couchet Généralisée

Une alternative aux méthodes des singularités est présentée par Couchet [1952]. Dans cette méthode, Couchet exploite une large gamme de mouvement en simulant numériquement l'émission du sillage. De cette manière, la théorie de Couchet [1949] est généralisée pour estimer les performances aérodynamiques associées à un mouvement quelconque. Dans ce cas, l'émission d'un sillage à la pointe du profil d'aile s'explique par la non-conservation de la circulation autour du profil. La condition de Kutta-Joukowski est utilisée pour identifier l'intensité tourbillonnaire de la circulation discrète

émise à la pointe du profil à chaque instant du mouvement. Dans ce cas, une fois que le mouvement ne conserve plus la circulation Γ_0 autour de l'aile, à l'instant t_1, une circulation discrètes Γ_1 est émise à la distance α_1 du bord de fuite du profil. Cette distance devient ζ_1 par la transformée conforme $H(Z)$. La présence d'une circulation dans le sillage est complétée par un tourbillon dont l'image $\zeta_1^{'} = a^2/\overline{\zeta}_1$ est contenue dans une circonférence de la transformée conforme. L'ensemble forme une paire de tourbillons qui peut impacter la performance de l'aile. La condition de Kutta-Joukowski (2.16) sans émission tourbillonnaire se réécrit (2.19) lors d'un mouvement quelconque dont la circulation est fluctuante.

$$\lim_{Z\to a}\left(\frac{dG_1}{dZ}(Z,t) - i\frac{\Gamma_0}{2\pi Z}\right) - \frac{i\Gamma_1}{2\pi}\left[\frac{1}{a-\zeta_1(t_1)} - \frac{1}{a-\zeta_1^{'}(t_1)}\right] = 0 \tag{2.19}$$

A l'instant t_n, $n-1$ circulations discrètes sont déjà présentes dans le sillage et la circulation Γ_n est calculée de manière à conserver l'ensemble de la circulation globale.

$$\lim_{Z\to a}\left(\frac{dG_n}{dZ}(Z,t) - i\frac{\Gamma_0}{2\pi Z}\right) - \frac{i}{2\pi}\sum_{p=1}^{n}\Gamma_p\left[\frac{1}{a-\zeta_p(t_n)} - \frac{1}{a-\zeta_p^{'}(t_n)}\right] = 0 \tag{2.20}$$

Le mode d'émission du sillage est plus complet que les modèles de Theodorsen [1935] et Couchet [1959] puisque le sillage non-figé interagit avec lui même en plus de l'interaction avec de la présence de l'aile en mouvement. Dans ce cas, l'utilisation de méthodes numériques permet de calculer l'évolution des circulations ζ_p en fonction des diverses interactions d'un mouvement quelconque de l'aile dans le temps.

2.2.3.2 L'école Couchet

La résolution non-linéaire de l'émission du sillage est obtenue à l'aile des méthodes numériques en utilisant la théorie imaginée par Couchet [1952] qui est relative au mouvement quelconque. On retrouve dans les travaux de Jami [1974], une représentation de cette approche numérique. Comme les études antérieures, Jami utilise la transformation conforme $z = H(Z)$ qui associe un point complexe du repère d'un profil d'aile $z = x + iy$, à un point complexe du repère d'une conférence $Z = ae^{i\phi} = X + iY$. Cette opération est ici réalisée par la transformation de Karman-Trefftz pour laquelle l'angle du bord de fuite k est fixé tel que $k = 2 - \delta = 1,955$ et l'épaisseur du profil est fixée à 12% ($b = 0,924a$).

$$z = H(Z) = a - b + kb\frac{(Z-a+2b)^k + (Z-a)^k}{(Z-a+2b)^k - (Z+a)^k} \tag{2.21}$$

qui devient

$$\frac{dH(Z)}{dZ} = \frac{d}{dZ}\left(z_p + (Z-a)^{2-\delta}I(Z)\right) = (Z-a)^{1-\delta}J(Z) \tag{2.22}$$

avec

$$\begin{aligned} I(Z) &= \frac{2kb}{(Z-a+2b)^k - (Z-a)^k} \\ J(Z) &= 4k^2b^2\frac{(Z-a+2b)^{k-1}}{\left((Z-a+2b)^k - (Z-a)^k\right)^2} \end{aligned}$$

Au voisinage du bord de fuite $Z = a$, la transformation conforme se déduit de $I(a) = 2kb/(2b)^k$. L'émission d'une circulation $\gamma(u)$ à proximité du bord de fuite, due à la non conservation de la circulation autour de l'aile, est localisée (dans le repère du profil) à

$$\alpha(t_n) = H(\zeta(t_n)) = z_p + (Z-a)^k I(a) \tag{2.23}$$

à l'instant t_n. La vitesse d'émission de cette première singularité est

$$\frac{d\alpha(t_n)}{dt} = i\omega z_p + (\alpha(t_n) - z_p)^{\frac{2-k}{k}} \frac{T(a,t)}{ak(I(a))^{2/k}} \tag{2.24}$$

Où

$$T(a,t) = -2l - \frac{1}{\pi} Im\left(\int_{t_0}^{t} \frac{\zeta(u,t)}{(\zeta(u,t)-a)^2}\gamma(u)du\right)$$

avec l est la vitesse longitudinale, m est la vitesse transverse, ω est la vitesse angulaire du déplacement de l'aile à u l'instant d'émission de la circulation invariante dans le temps. La résolution de ces expressions fait l'objet d'un développement dans Jami [1974]. Les multiples interactions des circulations et de l'aile sont prises en compte pour calculer l'évolution du sillage dans le temps sans linéarisation. Dans ce cas, les positions des $n-1$ circulations α_k $(k = 1, 2, 3, ..., n-1)$ détachées du profil sont calculées par des méthodes numériques à partir de la vitesse du transport du sillage

$$\frac{d\overline{\alpha}_k}{dt} = -l + im + i\omega\overline{\alpha}_k + \frac{1}{H'_Z}\left[\frac{dG}{dZ} - \frac{i\Gamma_0}{2\pi Z} - \frac{i}{2\pi}\left(\sum_{p\neq k}^{n-1}\frac{\gamma_p}{Z-\zeta_p} - \sum_{p=1}^{n-1}\frac{\gamma_p}{Z-\zeta'_p} - \frac{\gamma_k H''_z}{2H'_z}\right)\right] \tag{2.25}$$

dont les circulations γ_p sont calculées à partir de la condition de Kutta-Joukowski (2.20). De sorte qu'un simple développement de Taylor au premier ordre permettrait d'estimer le transport du reste des circulations sur la ligne tourbillonnaire

$$\alpha_k(t_n) = \alpha_k(t_{n-1}) + \delta t\frac{d\overline{\alpha}_k}{dt} + O(t_n^2)$$

On remarque que cette méthode numérique bénéficie de l'initialisation de la première circulation émise à proximité du bord de fuite (2.23) et (2.24). Cette méthode a été ensuite confrontée aux essais expérimentaux de Roucous and Jami [1974] et Neige [1977].

2.2.3.3 Correction de Mudry

L'enjeu de la modélisation du sillage discrétisé de Couchet [1952] en une ligne tourbillonnaire de singularités (circulation) et plus particulièrement des premiers instants à proximité du bord de fuite fait l'objet d'une correction de la part de Mudry [1982]. Le comportement de fluide au bord de fuite de l'aile est alors étudié dans le repère de la transformée conforme par l'application de la condition de Kutta-Joukowski utilisée généralement à l'affixe $Z = a$ pour estimer la circulation émise dans le sillage.

$$\lim_{Z\to a}\left(\overline{\frac{dG(Z,t)}{dZ} - i\frac{\Gamma}{2\pi Z}} - l + im + i\omega\overline{\alpha}_k\right) = \kappa \lim_{Z\to a}(Z-a)^\delta + O\left((Z-a)^\delta\right) \tag{2.26}$$

Où $\kappa = \kappa^{(1)}l(t) + \kappa^{(2)}m(t) + \kappa^{(3)}\omega(t) + \kappa^{(\Gamma)}\Gamma + \kappa^{(S)}$
avec

$$\kappa^{(1)} = \frac{-2}{aJ(a)} \quad \kappa^{(2)} = \frac{-2i}{aJ(a)} \quad \kappa^{(\Gamma)} = \frac{i}{2\pi a^2 J(a)}$$

et

$$\kappa^{(3)} = \frac{1}{2i\pi} \int_C \frac{i\frac{r^2}{d\zeta}}{(\zeta - a)(\zeta - Z)} d\zeta$$

avec $\frac{dr^2}{d\zeta} = \frac{d}{d\zeta}\left(H\overline{H}\right)$. La résolution de cette intégrale est rendue difficile par la singularité en $\zeta = Z$ et $\zeta = a$. Cette indétermination peut être contournée en considérant un espace voisin V^* qui se distingue de la singularité. Dans ce cas, Hurreau [1988] présente une forme simplifiée de la résolution de cette intégrale au voisinage de la singularité $Z = a$.

$$\kappa^{(3)} = \lim_{Z \to a} \frac{C(Z)}{J(Z)} \quad \text{avec} \quad C(Z) = \int_{C \cap V^*} \frac{H(\zeta)a^3}{\zeta^3(\zeta - Z)} \left(\overline{\frac{J(a)}{(\zeta - a)^\delta}}\right) d\zeta$$

La composante $\kappa^{(3)}$ plus compliquée, nécessite la résolution numérique de l'intégrale. L'espace V^* au voisinage de la singularité qui est nécessaire à la résolution de l'intégrale est évalué par étalonnage avec les coefficients $\kappa^{(1)}$ et $\kappa^{(2)}$ dont les valeurs exactes sont connues. La limite $\lim_{Z \to a} J(Z)$ est identifiée à partir de (2.22). Lorsque le sillage est établi ce modèle est complété d'un coefficient supplémentaire $\kappa^{(S)}$ tenant en compte la contribution du sillage dans le mode d'émission. On retrouve dans Devinant [1982] une forme discrétisée de ce coefficient qui modélise l'ensemble des influences de la ligne tourbillonnaire émise dans le sillage sur la vitesse relative de la circulation émise à l'instant t à la pointe du profil. Mudry [1982] démontre l'expression de la vitesse d'émission à la pointe du profil (vitesse d'entrainement de la circulation émise à l'instant t).

$$V_p = \sqrt{\frac{sign(\gamma)\gamma}{2}} e^{i(\chi_p + sign(\gamma)\delta\pi/2)} \tag{2.27}$$

Où χ_p est la direction de la bissectrice du dièdre arrière du bord de fuite, $\delta\pi$ est l'angle de la pointe du profil et γ la circulation émise à l'instant t. A partir de ces éléments, Mudry [1982] présente un nouveau mode d'émission des circulations à proximité de la pointe du profil qui répond à la condition supplémentaire de vitesse relative nulle au lieu d'émission du sillage, ajoutée à la théorie de Couchet. Ce mode d'émission se révèle utile à la modélisation du transport du sillage et plus particulièrement à la déduction des premières circulations à proximité de la pointe du profil, répondant à la condition de Kutta-Joukowski.

$$\frac{\partial \overline{\alpha}}{\partial t} = \overline{V}_p + k(\alpha - z_p)^{\delta/(2-\delta)}$$

avec

$$k = \frac{l(t)k^{(1)} + m(t)k^{(2)} + \omega(t)k^{(3)} + \Gamma(t)k^{(\Gamma)} + k^{(S)}}{(I(a))^{1/(2-\delta)}}$$

La discrétisation et la résolution de ces équations via des méthodes numériques est réalisée par Devinant [1982]. Dans ce cas, la nouvelle condition d'émission complétée par la résolution numérique du transport de la ligne tourbillonnaire, similaire à (2.25), permet d'évaluer de façon plus précise la contribution du sillage sur les forces aérodynamiques instationnaires de l'aile mobile. La numérisation du procédé permet de modéliser les efforts aérodynamiques relatives à une large gamme de mouvement y compris les mouvements très instationnaires.

2.2.4 Applications connexes des modèles théoriques

Très vite ces méthodes théoriques ont été détournées pour expliquer la propulsion ou l'extraction d'énergie du vol des oiseaux ou lors de la nage des poissons. Cette application se distingue du problème de flutter en analysant principalement la force horizontale (trainée ou propulsion) caractérisée par l'effet mémoire du sillage d'une aile.

2.2.4.1 Modèle de Propulsion de Garrick

Dans cette optique, Garrick [1936] s'appuie sur les forces aérodynamiques instationnaires de Theodorsen [1935]) pour définir les limites de propulsion d'un système aéroélastique oscillant. Cette étude se base sur les observations antérieures, de Katzmayr [1922] qui présente, de façon empirique, la corrélation entre l'apparition d'une force horizontale de propulsion et un mouvement d'oscillation d'une aile générant un sillage. On peut caractériser cette force horizontale à partir d'une approximation linéarisée et moyennée du modèle de Theodorsen.

$$\overline{F}_x = \overline{\alpha P} = \pi\rho\omega^2 \left(b_2\alpha_0 + 2b_4\alpha_0 h_0\right) \tag{2.28}$$

pour le mouvement de tangage $\alpha(t) = \alpha_0 e^{i(\omega t+\varphi_0)}$ et le mouvement de translation verticale $h(t) = h_0 e^{i(\omega t+\varphi_1)}$ avec les composantes qui dépendent de la fonction de Theodorsen $C(K)$, avec la fréquence réduite de l'écoulement $K = 2a\omega/V$ et le déphasage $\varphi = \varphi_1 - \varphi_0$. De plus, les profils réduits à une plaque plane sont sujets à l'action de succion des tourbillons de bord d'attaque conséquent au contournement de l'écoulement. Cette force est également modélisée dans Garrick [1936] par

$$\overline{S} = \pi\rho a\omega^2(a_1 h_0^2 + a_2\alpha_0^2 + 2a_4\alpha_0 h_0)$$

avec

$$\begin{aligned}
a_1 &= F^2(K) + G^2(K) \\
a_2 &= a^2\left(a_1\left[\frac{1}{K^2} + \left(\frac{1}{2} - b\right)^2\right] + \frac{1}{4} - \left(\frac{1}{2} - b\right)F(K) - \frac{1}{K}G(K)\right) \\
a_4 &= a\left(a_1\left[-\frac{1}{K}sin(\varphi) + \left(\frac{1}{2} - b\right)cos(\varphi)\right] - \frac{F(K)}{2}cos(\varphi) + \frac{G(K)}{2}sin(\varphi)\right) \\
b_2 &= a^2\left[-\frac{b}{2} - \frac{F(K)}{K^2} + \left(\frac{1}{2} - b\right)\frac{G(K)}{K}\right] \\
b_4 &= \frac{a}{2}\left[\left(\frac{1}{2} + \frac{G(K)}{K}\right)cos(\varphi) + \frac{F(K)}{K}sin(\varphi)\right]
\end{aligned}$$

D'un point de vue énergétique, le mécanisme de propulsion peut expliquer le bilan de Karman and Burgers [1936],

$$\overline{P} = \overline{T}V + \overline{E}, \tag{2.29}$$

avec les composantes moyennes d'énergie $\overline{P}$ totale du système oscillant, $\overline{T}V = (\overline{F}_x + \overline{S})V$ de poussée moyenne horizontale et $\overline{E}$ cédée au sillage pour provoquer l'effet mémoire. On remarque que, $\overline{T} > 0$ caractérise une force de propulsion alors que $\overline{T} < 0$ représente une force de trainée. Dans ce cas, l'efficacité de la propulsion à partir des mouvements d'oscillation (h_0,α_0,ω,φ) est obtenue par le rendement

$$\eta = \overline{T}V/\overline{P} \tag{2.30}$$

L'expérience de Triantafyllou et al. [1991] utilise cette modélisation pour identifier les domaines d'oscillations d'espèces aquatiques favorables à la propulsion. Le démonstrateur développé pour les besoins de son expérimentation est constitué d'un mécanisme oscillant immergé dans un canal hydraulique, qui contrôle un mouvement combiné de tangage et de translation verticale d'une aile. Ces oscillations sont caractérisées par le nombre de Strouhal sans dimension $St = (fA)/V$ avec A la largeur du sillage (équivalente à l'amplitude maximale du bord de fuite du profil d'aile), f est la fréquence d'oscillation et V est la vitesse de l'écoulement uniforme du canal hydraulique. La puissance mécanique totale est mesurée par les capteurs de couple intégrés aux arbres des moteurs. Une étude paramétrique est réalisée, par la variation du nombre de Strouhal St, de façon à maximiser l'efficacité de propulsion (2.30) du dispositif oscillant. L'expérience parvient à identifier une gamme de Strouhal, comprise entre 0,25 et 0,35, qui optimise la performance de propulsion. L'auteur Triantafyllou et al. [1991] fait remarquer que cette gamme de fréquence est similaire à la fréquence naturelle d'ondulation de la plupart des espères aquatiques.

2.2.4.2 Théorie de T. Y. Wu

Wu [1960] développe une méthode différente pour expliquer le mécanisme de propulsion des poissons dans un milieu perturbé. Cette méthode utilise la formulation potentielle instationnaire d'un écoulement en interaction avec une plaque plane mobile ou flexible modélisant l'ondulation du corps des poissons durant la phase de propulsion. Dans cette étude, les forces aérodynamiques instationnaires sont estimées par la théorie de Kussner and Schwarz [1941]. Dans ce cas, la déformation $h(x,t) = h_0(x)e^{i\omega t}$ harmonique d'un profil flexible réduit à une plaque plane peut être exprimée par une série de Fourier et le changement de variable $x = cos(\theta)$ associe un abscisse du profil à l' abscisse de la circonférence de la transformée conforme équivalent. L'évolution de la vitesse du profil est

$$\begin{aligned} v(x,t) &= \frac{\partial h}{\partial t} + V\frac{\partial h}{\partial x} \\ &= \frac{\partial}{\partial t}\left(\left[\frac{\beta_0}{2} + \sum_{n=1}^{\infty}\beta_n cos(n\theta)\right]e^{i\omega t}\right) + U\left[\frac{\gamma_0}{2} + \sum_{n=1}^{\infty}\gamma_n cos(n\theta)\right]e^{i\omega t} \\ &= -V\left[\frac{1}{2}\lambda_0 + \sum_{n=1}^{\infty}\lambda_n cos(n\theta)\right]e^{i\omega t}, \end{aligned}$$

avec les coefficients des séries de Fourier $(n = 0, 1, 2, ...)$

$$\beta_n = \frac{2}{\pi}\int_0^{\pi} h_0(x)cos(n\theta)d\theta \quad , \quad \gamma_{2n} = 2\sum_{m=n}^{\infty}(2m+1)\beta_{2m+1}$$

$$\gamma_{2n+1} = 2\sum_{m=n}^{\infty}(2m+2)\beta_{2m+2} \quad , \quad \lambda_n = -(\gamma_n + i\frac{\omega}{U}\beta_n).$$

La fonction potentiel $f(x,t)$ du domaine fluidique se déduit des vitesses de l'écoulement instationnaire.

$$f(x,t) = \phi + i\psi = U^2\left[\frac{a_0}{2}tan\left(\frac{\theta}{2}\right) + \sum_{n=1}^{\infty}a_n sin(n\theta)\right]e^{i\omega t} + iU^2\left[\frac{a_0}{2} + \sum_{n=1}^{\infty}a_n cos(n\theta)\right]e^{i\omega t}$$

avec les coefficients de la série $(n = 0, 1, 2, ...)$

$$a_n = \lambda_n + \frac{i\sigma}{2n}(\lambda_{n-1} + \lambda_{n+1})$$

Le différentiel de pression $\Delta p = \rho\phi$, à l'origine des forces aérodynamiques, se déduit de la partie réelle de la fonction potentielle instationnaire $\phi = Re(f(x,t))$. La portance, la poussée et le moment aérodynamique sont enfin calculés par l'intégration du différentiel de pression Δp sur le profil où $x = -1$ est le bord d'attaque et $x = +1$ est équivalent au bord de fuite.

$$\begin{aligned} L &= \int_{-1}^{1} \Delta p dx = \pi\rho U^2(a_0 + a_1)e^{i\omega t} \\ T &= \int_{-1}^{1} Re(\Delta p) Re\left(\frac{\partial h}{\partial x}\right) dx + T_S = T_P + T_S \\ M &= -\int_{-1}^{1} \Delta p x dx = \frac{1}{2}\pi\rho U^2(a_0 - a_2)e^{i\omega t} \end{aligned}$$

La force de poussée est complétée par l'action d'une force de succion $T_S = \frac{1}{2}\pi\rho Re\,(a_0)^2$ modélisée par un tourbillon de bord d'attaque $x = -1$. Le détail (a_0) de la force de succion relative à cette singularité est contenu dans Wu [1960] et Wu [1971a] pour une plaque rigide et souple. La particularité de la théorie de Wu est de considérer les mouvements d'oscillation d'une aile flexible. Ainsi la théorie de Wu [2002] est inscrite dans la continuité de la généralisation de Wagner [1924], Karman and Sears [1938] et Sears [1941] qui modélisent les mouvements d'oscillation d'une aile rigide. Dans la suite, le bilan énergétique de Karman and Burgers [1936] peut être utilisé pour évaluer l'efficacité de propulsion de d'une plaque plane (flexible ou rigide) oscillante. L'analyse de Wu [1971b] est dédiée à l'optimisation des mouvements de propulsion. A l'inverse, les développements de Wu [1972] et Wu and Chwang [1974] portent sur l'extraction d'énergie d'une aile oscillante à partir d'un milieu perturbé (écoulement oscillant). La particularité de cette analyse est de figer la propulsion $T = T_0 > 0$ puis d'adapter l'émission du sillage au mode de perturbation de l'écoulement pour récupérer de l'énergie. Dans ce cas, l'énergie totale , soustraite de l'écoulement ($P < 0$), est optimisée de façon à minimiser l'énergie moyenne cédée au sillage ($E < P < 0$). Dans ce cas, le sillage n'est plus considéré comme une perte ($E > 0$) mais comme un apport énergétique à l'extraction. Cependant, ce mécanisme d'extraction d'énergie, reposant sur l'interaction entre du sillage de l'aile et l'écoulement perturbé (oscillant), n'est plus viable lorsque l'écoulement est uniforme. Dans ce cas, le mécanisme d'extraction se rapproche du couplage aéroélastique. En effet, on lit dans Wu [1960] : *"For a rigid plate in transverse oscillation, ..., in agreement with the remark by Karman that energy can be taken out the fluid only in the case of an oscillatory motion with at least two degrees of freedom"* . Ce moyen de production est étudié dans Wu [1980] pour un mouvement d'oscillation de translation et tangage d'une aile dans écoulement uniforme. Dans ce cas, la fréquence d'oscillation et le déphasage entre les deux mouvements sont utilisés pour optimiser la récupération d'énergie. La démonstration de ce mécanisme d'extraction est testée expérimentalement par Jones et al. [2003].

2.3 Concepts d'extraction énergétique passifs

Plusieurs prototypes de récupération d'énergie basé sur les phénomènes aéroélastiques ont été testés ces dernières décennies avec plus ou moins d'efficacité. Une description de ces concepts est réalisée dans cette partie afin d'identifier les meilleures configurations de montage. On s'intéresse ici uniquement aux dispositifs autonomes (passifs) entièrement pilotés par l'action du fluide, ne bénéficiant d'aucune correction (active)

des trajectoires du mouvement d'oscillation par le biais de capteurs et d'actionneurs. Cette distinction, effectuée dans Young et al. [2014] et Xiao and Zhu [2014], a permis de classer les extracteurs d'énergie oscillant en fonction de leur degré de passivité (entièrement contrôlés, entièrement ou partiellement libres). On remarque que les concepts de récupération d'énergie oscillant passifs répondent à une problématique énergétique actuelle d'exploitation d'énergie fournie par un phénomène naturel. Cette condition supplémentaire soulève un grand nombre de problématiques liées à la fonctionnalité d'un tel extracteur d'énergie. En effet, le phénomène de flottement est naturellement instable et est marqué d'une réputation négative chez les avionneurs. Ainsi, l'exploitation de ce phénomène instationnaire doit être repensée pour s'adapter à l'application de récupération d'énergie autonome. Des éléments de corrections passifs sont donc ajoutés au dispositif oscillant de manière à contrôler l'instabilité dynamique. L'optimisation de la performance énergétique de ces mécanismes fait l'objet de ces travaux de thèse. Pour cela, on a remarqué que les dimensionnements des dispositifs aéroélastique reposaient généralement sur une approximation de mouvements d'oscillation symétrique par rapport au sens d'écoulement. Cette condition initiale restreint la configuration et de la même manière les points de fonctionnement des oscillateurs. Ainsi, le choix est posé de s'affranchir de cette condition de symétrie dans le développement à venir.

2.3.1 Notion d'efficacité énergétique

La récupération de l'énergie cinétique est quantifiée par la définition de l'efficacité du système oscillant. La définition de ce critère est détaillée par Hau [2005] selon les principes physiques (la conservation de la masse et les équations d'Euler de Bernoulli). Selon l'équation d'Euler, la conservation de la puissance de l'écoulement à travers la

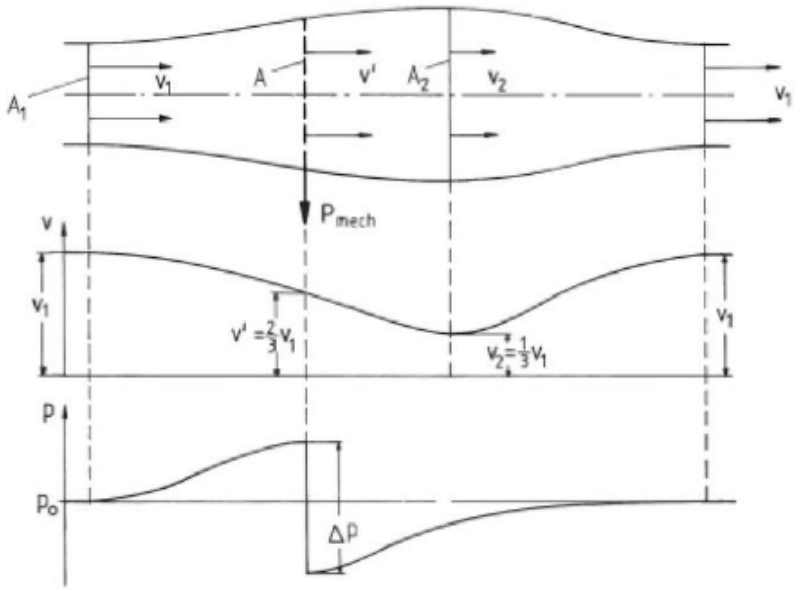


FIGURE 2.11 – Caractéristiques d'un écoulement à travers une turbine [Hau, 2005]

turbine s'exprime par,

$$\Delta\mathbb{P} = v_1 A_1 (p_2 - p_1) = \frac{1}{2}\dot{m}(v_1^2 - v_2^2) = Fv^{'}$$

en appliquant le principe de conservation de la masse $\dot{m} = \rho v_1 A_1 = \rho v^{'} A = \rho v_2 A_2$. On pose les caractéristiques de pression p_i et de vitesse v_i associées à chaque section A_i où $i = [1, 2]$ de l'écoulement. Une turbine à rotor est immergée dans un écoulement dans le but de produire une puissance mécanique. La perte de la quantité de mouvement dans l'écoulement fixe la force exercée par le fluide sur les pales de la turbine $F = \dot{m}(v_1 - v_2)$. Par identification, la vitesse associée à la section de la turbine devient $v^{'} = (v_1 + v_2)/2$ et la puissance communiquée à la turbine est $\Delta\mathbb{P} = \frac{1}{4}\rho A(v_1 + v_2)(v_1^2 - v_2^2)$. L'efficacité de la conversion énergétique est finalement posée de sorte que

$$C_p = \frac{\Delta\mathbb{P}}{\frac{1}{2}\rho A v_1^3} = \frac{1}{2}\left[1 - \left(\frac{v_2}{v_1}\right)^2\right]\left(1 + \frac{v_2}{v_1}\right)$$

Une performance maximum $C_{p_{max}} = 16/27$ (limite de Betz) est atteinte pour un rapport de vitesse $v_2/v_1 = 1/3$. Cette efficacité limite est alors considérée comme une référence dans le dimensionnement des concepts des récupérateurs éoliens et hydrauliques.

2.3.2 Les récupérateurs d'énergie oscillants passifs

2.3.2.1 Système oscillant asservi

On remarque que les concepts de récupérateur d'énergie oscillant passif ont hérité partiellement de la conception des mécanismes actifs [McKinney and DeLaurier, 1981]. Par exemple, Jones and Platzer [1999] modifie le concept actif en un mécanisme passif piloté par l'action du fluide. Cependant, ce nouveau concept conserve un contrôle passif des mouvements de battement de l'aile par le bais d'un déphasage imposé des différents mouvements. En effet, le schéma de la figure 2.12, présente un montage secondaire qui permet d'imposer mécaniquement un déphasage du mouvement de tangage de l'aile vis-à-vis du mouvement de translation uniforme. Ce démonstrateur a permis de tester le gain énergétique apporté par le déphasage des mouvements combinés de l'aile battante. Le reste du montage agit de façon à générer un mouvement de translation verticale qui est réalisé à partir de mouvement de balancier d'un bras oscillant. Dans ce cas, le mouvement de translation constitue le seul degré de liberté en interaction avec l'écoulement puisque le second mouvement (tangage) est asservi. L'expérience, confirmée par des essais numériques selon différentes approches (fluide visqueux et non-visqueux), démontre la capacité de récupération d'énergie d'un mouvement d'oscillation (pilonnement, tangage) par l'optimisation des valeurs d'amplitudes, de pulsation et de déphasage. On pose les équations des mouvements respectives de tangage $\theta(t)$ et de translation verticale $h(t)$:

$$\theta(t) = \theta_0 sin(\omega t) \quad ; \quad h(t) = h_0 sin(\omega t + \phi)$$

De sorte que durant le déplacement le profil d'aile (fig. 2.13) subit une incidence effective

$$\alpha(t) = -arctan\left(-\frac{\dot{h}(t)}{U_\infty}\right) + \theta(t)$$

Où ω est la pulsation de l'oscillateur, ϕ le déphasage des mouvements d'oscillations, f est la fréquence d'oscillation, c correspond à la corde du profil, U la vitesse d'écoulement, h_0 et α_0 les amplitudes d'oscillation. L'optimisation énergétique de Jones and Platzer [1999] et Jones and Platzer [1999] fixe le réglage du déphasage entre les mouvements de tangage et de pilonnement à environ 90° de sorte à conserver un travail aérodynamique positif sur un cycle d'oscillation. La figure 2.14 illustre parfaitement

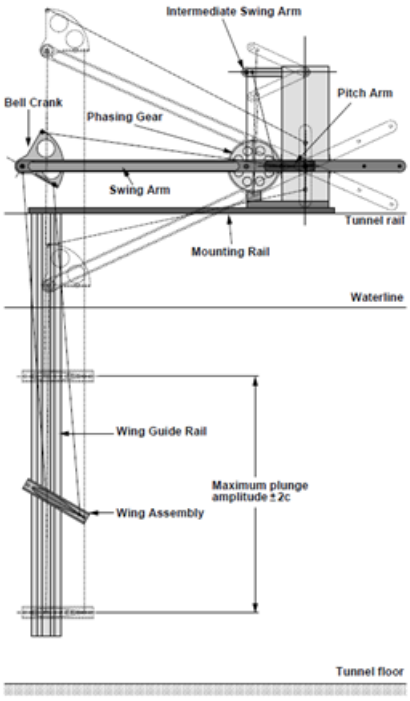


FIGURE 2.12 – Générateur oscillant (vue de coté) tiré de Jones and Platzer [1999]

ce constat. On remarque que lors d'un déphasage de 90°, la translation verticale et la force de portance sont orientées dans le même sens tandis que sans déphasage, l'opposition de ces quantités détériore parfois le travail aérodynamique. D'autres sources d'optimisation sont présentées par Anderson [1998], Kinsey and Dumas [2008], Kinsey [2011] et Young et al. [2014]. Ces auteurs utilisent le critère de calage (feathering) pour maximiser l'efficacité de récupération d'énergie des mouvements. Jones and Platzer [1997] présente ce critère comme étant un indicateur d'un régime de propulsion ou d'extraction énergétique d'une aile mobile dans un mouvement d'oscillation. On retrouve ce paramètre dans des applications biomimétiques de la propulsion d'espèces marines [Anderson, 1998]. De façon similaire la performance des applications de récupération énergétique peut être évoluée en fonction de ce critère. En considérant une approche quasi-stationnaire, le critère de calage associé est

$$\chi = \frac{\theta_0}{tan^{-1}(h_0\omega/U_\infty)} = 1 \tag{2.31}$$

L'écoulement perçoit et est modifié par la présence de l'aile en mouvement à fur et à mesure que l'incidence effective devient non-nulle. Dans ce cas l'évolution, le sens de la force aérodynamique de trainée renseigne sur le type de régime d'oscillation (propulsif ou extracteur d'énergie). Ainsi, un facteur de calage $\chi < 1$ est associé à de la propulsion alors que $\chi > 1$ correspond à de l'extraction d'énergie. Le critère de calage (2.31) est cependant incomplet puisqu'il est basé sur une approximation quasi-stationnaire de la sollicitation aérodynamique instationnaire.

Une autre idée d'optimisation des rendements des récupérateurs d'énergie oscillant est présentée dans les études Jones et al. [2003], Platzer et al. [2008], Kinsey et al. [2011] et Kinsey and Dumas [2012]. Ces analyses démontrent l'importance du nombre d'ailes

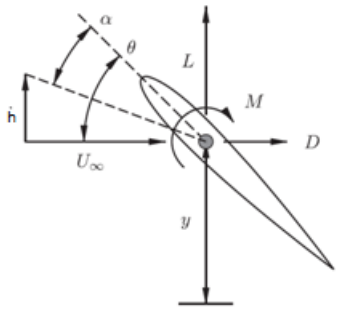


FIGURE 2.13 – Schématisation des déplacements, efforts et moment conséquent à une sollicitation aérodynamique [Young et al., 2014]

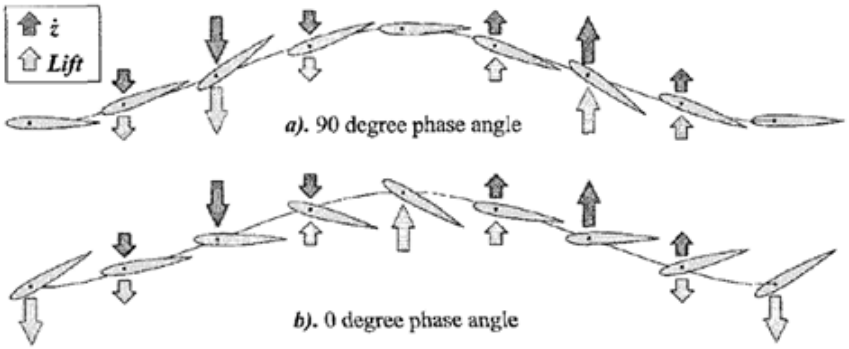


FIGURE 2.14 – Influence du déphasage dans la capacité de récupération d'énergie (tirée de Jones 2004)

dans la performance des extracteurs énergétiques en utilisant une configuration d'aile en tandem [Lalande, 2010]. Dans cette nouvelle configuration, les mouvements de l'aile en amont gouvernent les mouvements de l'aile en aval par le biais d'un déphasage mécanique. Cette nouvelle configuration utilise la synchronisation des oscillations des ailes en amont et en aval pour optimiser la production d'énergie. De plus le partage de la zone de battement des deux ailes permet de décupler l'efficacité du dispositif oscillant. En effet, on peut noter une efficacité atteignant 40% chez les concepts de récupérateurs à aile en tandem lorsque la performance des dispositifs d'aile simple atteint 30%. Néanmoins, la configuration d'aile en tandem présente de nombreux désavantages. La dynamique de ce dispositif est assurée par un mécanisme complexe et imposant, pilotée par un seul degré de liberté de l'aile. D'autres difficultés, comme l'interaction des sillages des deux ailes sont des données essentielles à prendre en compte dans le dimensionnement du convertisseur d'énergie. Malgré les bons rendements proposés par ces études, ces concepts (aile simple et en tandem) n'exploitent pas entièrement la source énergétique aéroélastique. En effet, l'asservissement mécanique d'un degré de liberté (tangage) vis-à-vis du second (translation verticale) empêche le couplage des modes d'oscillation recherché.

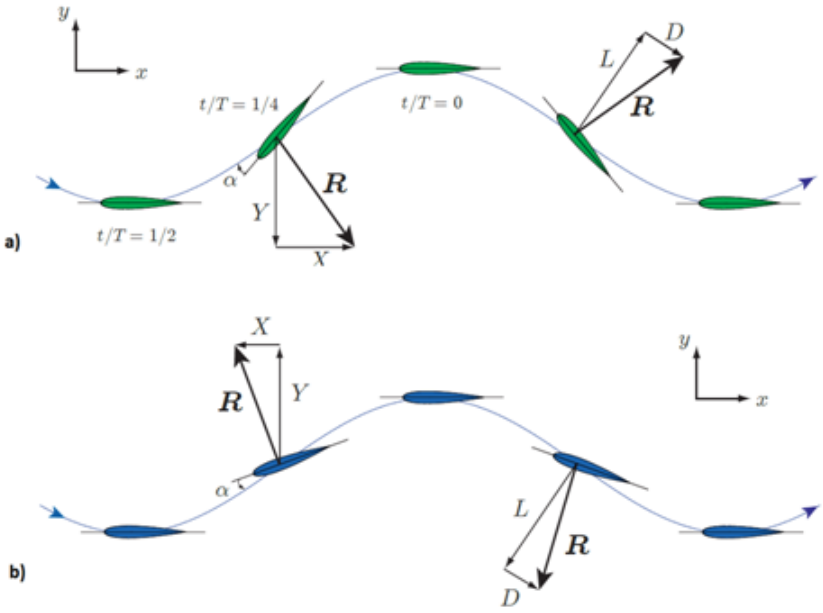


FIGURE 2.15 – Régime d'oscillation a) Extracteur ($\chi > 1$) et b) Propulsif ($\chi < 1$) tirée de Kinsey and Dumas [2008]

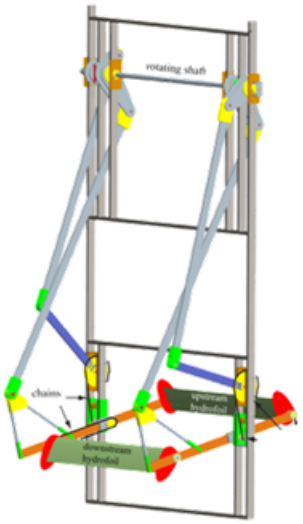


FIGURE 2.16 – Récupérateur d'énergie oscillant en Tandem [Kinsey et al., 2011]

2.3.2.2 Système aéroélastique non-asservi

L'étude des récupérateurs énergétiques oscillants basés sur la dynamique d'interaction fluide-structure est un domaine plus récent. Ce concept exploite les échanges d'énergie générés lors d'un couplage aéroélastique pour fournir de l'énergie. Bryant and Garcia [2009] parviennent à stocker cette énergie par l'utilisation d'éléments piézoélectriques intégrés à un dispositif aéroélastique. Ce convertisseur d'énergie est pensé comme une structure portante (aile ou plaque plane) reliée à une poutre souple grâce à une liaison rotule. La récupération d'énergie est effectuée par un élément piézoélectrique disposé à la base de la poutre flexible. L'expérience démontre que l'apparition de faibles

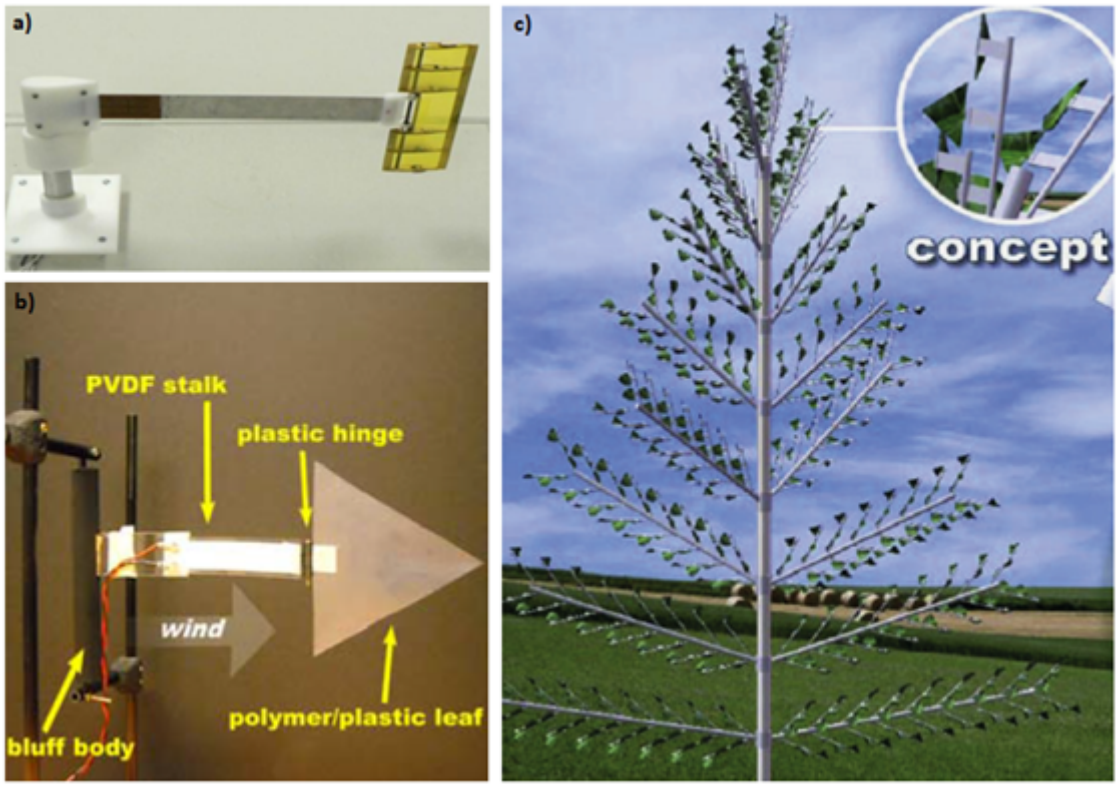


FIGURE 2.17 – a) Oscillateur aéroélastique [Bryant et al., 2012], b) Etude du feuillage [Li et al., 2011] , c) Concept d'arbre piézoélectrique [Dickson, 2012]

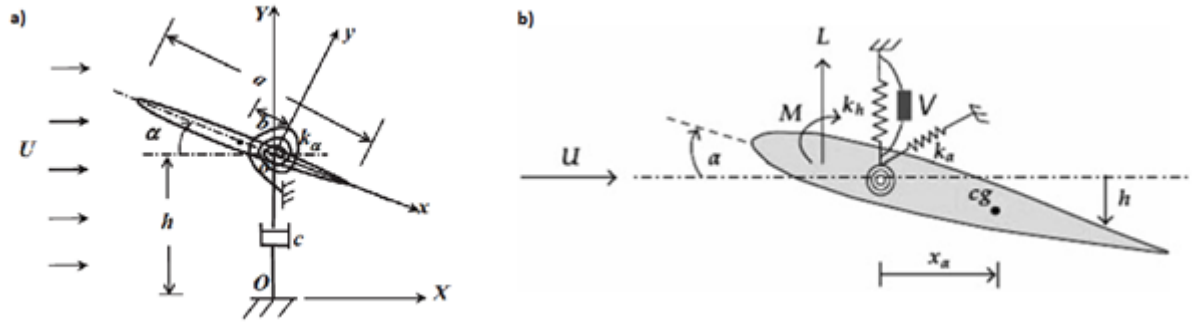


FIGURE 2.18 – a) Schéma d'un récupérateur d'énergie oscillant de type aile battante [Peng and Zhu, 2009], b) Schéma du dispositif oscillant [Abdelkefi et al., 2012a]

vitesses d'écoulement critiques suffit à l'initialisation du phénomène de vibration aéroélastique. Cette particularité se révèle intéressante pour l'élargissement du domaine d'extraction énergétique basé sur le phénomène de flutter. Une application similaire mais à plus large échelle a été testée par Li et al. [2011]. Cette étude vise à dimensionner un feuillage d'arbre artificiel, illustré par la figure 2.17, basé sur la technologie piézoélectrique exploitant les phénomènes de vibration aéroélastique. D'autres concepts similaires sont présentés par McCarthy et al. [2016]. La configuration du dispositif oscillant change avec la simplification de la dynamique d'oscillation. Peng and Zhu [2009] développent un concept d'oscillateur aéroélastique, à deux degrés de liberté, entretenu par l'action du fluide. L'extraction continue de l'énergie est réalisée par l'ajout d'un

ressort de torsion et d'un amortisseur visqueux permettant de contrôler le mouvement d'oscillation. L'étude Peng and Zhu [2009] a démontré des comportements favorable à la récupération d'énergie, atteignant jusqu'à 20% d'efficacité. L'optimisation de la performance du dispositif oscillant est obtenue par la variation des données de raideur de ressort et de distance d'excentration de l'aile qui modifient de façon systématique la dynamique d'oscillation de l'aile. Dans un premier temps, le model d'aérodynamique instationnaire de Theodorsen [1935] est utilisé pour estimer de manière théorique les efforts aérodynamiques instationnaires d'une aile en mouvement d'oscillation. Une fois le dimensionnement effectué, l'analyse numérique CFD de Peng and Zhu [2009] permet d'estimer avec précision l'énergie récoltée des mouvements d'oscillation et la performance du convertisseur d'énergie restreint toutefois au régime laminaire. Cette analyse ne prend cependant pas en compte la masse et l'inertie de l'aile dans le dimensionnent du mécanisme dynamique aéroélastique. En effet, par cette simplification, les auteurs ignorent le couplage d'inertie intervenant dans le phénomène de flottement. On peut craindre que cette simplification amenuise la sensibilité du phénomène de flutter et donc la performance énergétique du dispositif aéroélastique de Peng and Zhu [2009]. La prise en compte de la masse du système est une cause d'amélioration à étudier pour optimiser la performance des oscillateurs. De manière comparable, des analyses théoriques non-linéaires peuvent être utilisées pour améliorer l'apparition du flutter. Abdelkefi et al. [2012a] présente une démarche non-linéaire aboutissant à l'élargissement de la zone d'extraction en réduisant d'une part la vitesse critique d'initialisation du flutter et d'autre part en retardant au maximum les phénomènes non-linéaires (mouvements chaotiques). Cette performance est réalisée en adaptant la loi de comportement non-linéaire des ressorts de traction et de torsion d'un dispositif d'aile battante exploitant des mouvements de pilonnement et de tangage. L'effet de l'excentricité de la liaison de l'aile et ses répercussions sur les coefficients de raideurs non linéaires sont également des facteurs de performance et de stabilité dynamique qui peuvent influencer les performances de l'oscillateur [Abdelkefi et al., 2012b]. Néanmoins, la précision apportée par la modélisation non-linéaire s'obtient au prix d'une forte complexification de l'analyse des modèles non linéaires.

2.3.3 Éléments de réflexion

Certains aspects du phénomène de flottement ont été identifiés lors des paragraphes précédentes ce qui a permis de mettre en évidence des éléments d'amélioration du mécanisme d'extraction énergétique comme par exemple l'optimisation des types de mouvement entrepris par l'aile. La distinction des fonctions de Theodorsen, Kussner et Sears montre que chaque mouvement se modélise différemment. On remarque que la modélisation de ces phénomènes aéroélastiques est généralement faite à partir de mouvements d'oscillations sinusoïdales symétriques. Toutefois, les phénomènes aéroélastiques se manifestent généralement par des oscillations asymétriques dans la nature. Cette asymétrie peut s'expliquer par l'intégration, au système dynamique, de certains phénomènes hydro-aérodynamiques non-linéaires, par un déséquilibre-anomalie structurelle (masse et/ou raideur) propice au déclenchement du phénomène de flottement ou à l'interaction fluide-structure. On peut s'inspirer de certains phénomènes naturels pour évaluer l'utilité des mouvements asymétriques dans la récupération d'énergie. Les capacités de nage des poissons est un exemple judicieux d'adaptabilité à un environnement. En effet, les poissons comme les oiseaux possèdent la faculté de tirer profit d'un environnement pour se propulser. Ce constat leur permet notamment de parcourir de

longues distances en générant peu d'efforts. Des études expérimentales comme Sutterlin and Waddy [1975], Braun and Coombs [2000] ou Liao [2003] ont montré cette faculté naturelle en analysant des marqueurs comme l'oxygénation ou l'activité musculaire des poissons. Dans ces expériences, une truite est capable de synchroniser l'ondulation de son corps avec les perturbations d'un écoulement pour se propulser efficacement. De plus, une étude des champs de vitesses PIV de Liao [2003] et Liao [2007] démontre la volonté du poisson à choisir ces déplacements en fonction des perturbations de son environnement. Dans ce cas, l'utilisation des capacités sensorielles du poisson s'assimile à un contrôle actif d'efficacité de propulsion. La figure 2.19 illustre le choix d'une truite (dans un environnement éclairé), à se réfugier dans un milieu énergétique (perturbé) en aval d'un obstacle (demi-cylindre). Plus tard, Beal et al. [2006] démontre la faculté innée d'une truite euthanasiée pour interagir avec son environnement perturbé de manière à se maintenir voire même se propulser. En supprimant, la stratégie de la nage des poissons, Beal et al. [2006] démontre la faisabilité d'une propulsion d'un poisson euthanasié par l'interaction fluide-structure passive de son corps. Cette même capacité

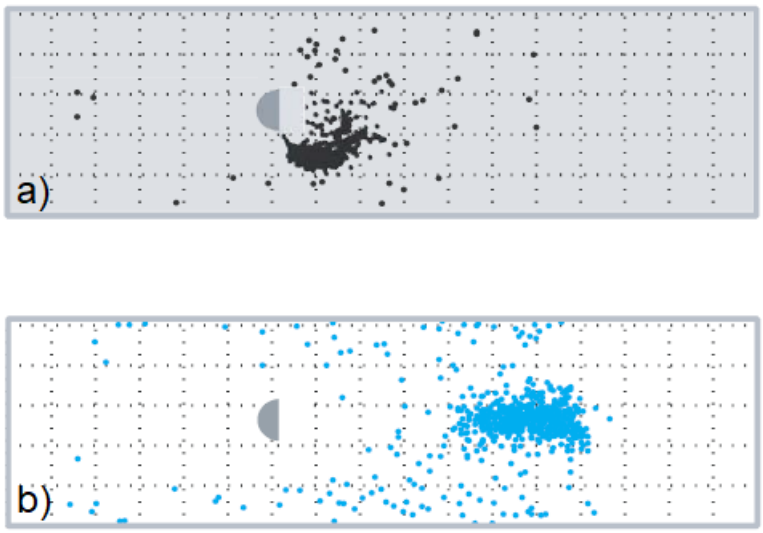


FIGURE 2.19 – Suivi des positions dans un canal hydraulique présentant un obstacle (demi-cylindre) d'une truite vivante a) dans l'obscurité et b) dans un milieu éclairé [Liao, 2007]

d'adaptation est observée dans la nage des poissons en milieu uniforme. Dans ce cas, ces espèces ajustent leurs ondulations corporelles à la vitesse de l'écoulement uniforme de manière à générer un sillage optimisant la propulsion. Ce choix de nage nécessite toutefois un effort personnel (perte énergétique) qui se traduit mécaniquement par la contraction alternée de muscles de la nageoire caudale. Toutefois, ces pertes énergétiques sont considérablement diminuées lorsque le poisson utilise son environnement à son avantage. L'expérience de Liao [2007] démontre la capacité d'adaptation de la nage d'une truite en présence ou en absence de l'obscurité. La privation de sa vision pousse le poisson à se réfugier dans les accélérations ressenties de l'écoulement afin de récupérer de l'énergie (fig 2.19a). A l'inverse, en milieu éclairé, la truite a tendance à se placer dans le sillage de l'obstacle afin d'exploiter l'énergie du milieu perturbé (fig 2.19b). Le choix de l'un ou l'autre des encironnement contribue à des dynamiques d'oscillation

asymétriques et symétriques qui peuvent influencer la performance de la propulsion de la truite.

Parmi les modèles exposés dans ce chapitre, seule la théorie de Couchet [1959] se prête à la modélisation du sillage du type de mouvement non-symétrique. On souhaite ici évaluer l'apport énergétique des oscillations asymétriques du récupérateur d'énergie oscillant de Peng and Zhu [2009] afin d'optimiser sa production énergétique. Un modèle dynamique est alors développé en remplaçant la théorie aérodynamique instationnaire de Theodorsen [1935] par la théorie de Couchet [1959] et s'adaptant à la nouvelle dynamique des oscillations.

Chapitre 3

Pré-dimensionnement d'un oscillateur auto-entretenu

Sommaire

3.1 Modélisation du système dynamique 45
3.1.1 Description du dispositif oscillant 45
3.1.2 Équations du Mouvement d'un oscillateur bi-articulé 47
3.1.3 Positions d'équilibre 50
3.1.4 Application de la Théorie Instationnaire de Couchet 51
3.1.5 Synthèse de la modélisation 63
3.2 Analyse de la Stabilité 64
3.2.1 Le Cahier des charges 64
3.2.2 Modèle "linéarisé" du couplage IFS 65
3.2.3 Conditions de Stabilité 67
3.2.4 Synthèse des conditions de stabilité 71

3.1 Modélisation du système dynamique

3.1.1 Description du dispositif oscillant

L'analyse de problèmes multi-physiques tels que l'hydro-aéroélasticité nécessite l'élaboration d'outils adaptés. Cette étude débute par des modèles théoriques pouvant servir de pré-dimensionnement. Le cas présent est consacré au développement d'un mécanisme de récupération énergétique oscillant sur la base de phénomènes hydro-aéro-élastiques. La particularité de ce concept est de mettre l'accent sur l'autonomie (passivité) du système sans imposer de corrections supplémentaires des trajectoires. De cette manière, la dynamique de l'oscillateur est naturellement gouvernée par les interactions fluide-structure. Le modèle testé par Peng and Zhu [2009] répond à cette description avec une efficacité de récupération d'énergie atteignant 20%. Ce concept est modifié, dans notre étude, dans le but d'optimiser sa performance énergétique. En effet, l'étude bibliographique et les calculs CFD de Peng and Zhu [2009] montent que les oscillations asymétriques peuvent s'établir préférentiellement aux oscillations symétriques. Un concept voisin de celui de Peng and Zhu [2009] est étudié ici pour prendre en considération ce type de mouvement. Ce nouveau système dynamique est composé d'une aile rigide reliée à un bras oscillant par l'intermédiaire de liaisons pivots favorisant un mouvement

d'oscillation à deux degrés de liberté. La figure 3.1 représente un schéma du montage dynamique de l'oscillateur exploité lors de cette étude. Le dispositif oscillant est immergé dans un écoulement uniforme, de vitesse V, en eau ou en air selon l'application souhaitée (hydrolienne ou éolienne). Cet oscillateur est destiné à être continuellement auto-entretenu par la réaction mécanique de raideur (passif) de sa structure apportée par les ressorts (k_1 et k_2) aux sollicitations de l'écoulement. L'objectif recherché est de concevoir un concept de récupération d'énergie oscillant entièrement alimenté sur les interactions fluide-structure d'un écoulement. Pour cela, les excentrations L du bras oscillant et b de l'aile sont utilisées, pour le déséquilibre des répartitions des masses, de façon à introduire une perturbation et initier le mouvement du mécanisme oscillant. Le mouvement plan d'oscillation de tangage-rotation à deux degrés de liberté (θ et β) place ce mécanisme dans la catégorie des balanciers (swing-arm motion). Ces perturbations associées à l'interaction de l'écoulement sont propices à l'établissement de phénomènes hydro-aéro-élastiques divers et variés. Le flottement est un comportement parmi ceux-ci qui peut conduire la structure articulée à un mouvement d'oscillation instable. L'exploitation de cette dynamique pour la conception d'un récupérateur d'énergie oscillant passif ne peut pas être fiable sans quelques ajustements préalable visant à corriger l'instabilité du phénomène de flottement. Cette opération conduit à la recherche des mouvements périodiques (auto-entretenus par l'action du fluide) à partir d'un pré-dimensionnement approprié de la structure. L'analyse de Duncan [1945] présente la dissipation intrinsèque à la structure souple comme étant l'un des mécanismes de contrôle du flutter. Dans ce projet, nous utilisons la dissipation des amortisseurs visqueux de rotation (c_1 et c_2) pour maitriser l'instabilité du phénomène de flottement. L'apport énergétique des différents types d'oscillations symétriques et asymétriques est comparé, dans cette étude, pour optimiser la performance de ce concept. L'étude bibliographique fait ressortir la tendance des études antérieures de ce type de concept à se concentrer sur des oscillations symétriques telles que l'angle moyen $\alpha_0 = 0$ impose une dynamique autour de l'axe des abscisses du repère de référence $(O_0, \vec{x}_0, \vec{y}_0)$. La présente étude se distingue des études antérieures en introduisant le paramètre de l'incidence moyenne $\alpha_0 \neq 0$ de l'aile à l'étude d'optimisation énergétique de manière à pouvoir caractériser un mouvement d'oscillation asymétrique. On pose $(O_1, \vec{x}_1, \vec{y}_1)$ le repère d'entrainement du bras oscillant qui permet de situer la position de l'aile dans l'espace. On note que la rotation du repère d'entrainement $(O_1, \vec{x}_1, \vec{y}_1)$par rapport au repère de référence $(O_0, \vec{x}_0, \vec{y}_0)$ est caractérisée par le degré de liberté de l'angle θ du

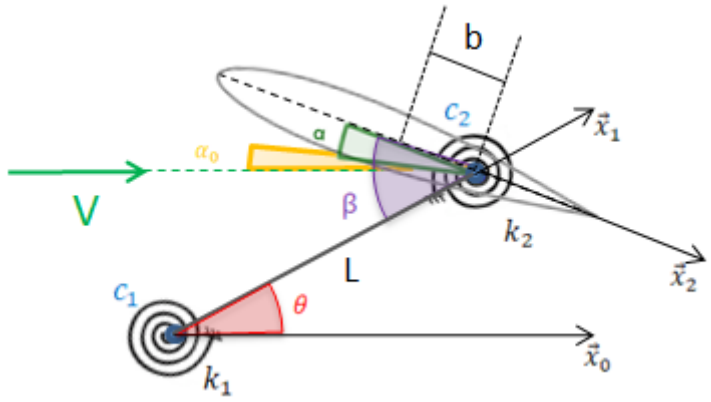


FIGURE 3.1 – Représentation du système dynamique de tangage-rotation

mouvement de rotation. De la même façon, la déviation angulaire du repère mobile de l'aile $(O_2, \vec{x}_2, \vec{y}_2)$ par rapport au repère de référence $(O_1, \vec{x}_1, \vec{y}_1)$ est caractérisée par le degré de liberté de l'angle β du mouvement de tangage. De ce fait, l'incidence de l'aile est définie par $\alpha(t) = \alpha_0 + (\theta - \beta)(t)$. Selon la convention en aérodynamique, cet angle relie la déviation du repère mobile propre à l'aile $(O_2, \vec{x}_2, \vec{y}_2)$ au repère de référence$(O_0, \vec{x}_0, \vec{y}_0)$ lié au sens de l'écoulement. Par soucis de simplicité, la déformation de la structure aéroélastique est uniquement modélisée par les déplacements, dans un plan $(O_0, \vec{x}_0, \vec{y}_0)$, des deux degrés de liberté θ et β. Ainsi, on considère une aile rigide d'envergure s (rectangulaire) et de section quelconque. L'annexe A présente le choix du type de profil étudié dans cette étude. Ce mouvement de battement est autorisé par les liaisons pivots en O_0 et O_1 reliant les deux éléments mobiles du dispositif (aile et bras oscillant). La liaison O_1 est aussi appelée axe élastique dans les études aéroélastique. Dans la présente étude, on suppose que le bras oscillant et l'aile de corde c possèdent respectivement une masse m_1 et m_2 uniformément répartie dans l'ensemble des éléments mobiles. Dans le cas d'un profil d'aile, on distingue le centre géométrique O_2 et le centre de gravité G par la distance d identifiée sur la figure 3.2.

3.1.2 Équations du Mouvement d'un oscillateur bi-articulé

Le modèle dynamique vise à analyser les mouvements de l'oscillateur (stables ou instables) pour différentes formes d'allures d'oscillations (sinusoïdales ou non), d'asymétrie, d'amplitude ou de déphasage. L'objectif est d'identifier les points de fonctionnement les plus adaptés à la conception du concept bi-articulé. On peut représenter la dynamique de l'oscillateur hydro-aéroélastique par l'application de la mécanique Newtonienne aux différents éléments de l'assemblage (le bras S_1 et l'aile S_2). On considère le système dynamique, illustré à la figure 3.1, dans lequel le centre de gravité de l'aile (G) est distinct du centre géométrique de l'aile (O_2). La dynamique du système est ainsi obtenue en appliquant le théorème du moment dynamique. Ce théorème impose un équilibre des moments dynamiques δ_{G_i}, des éléments mobiles (S_i) avec $i = [1, 2]$, rapportés dans le repère de référence $r_0(O_0, \vec{x}_0, \vec{y}_0)$ à l'ensemble des moments extérieurs appliqués sur les corps. En utilisant l'approche newtonienne, les déplacements

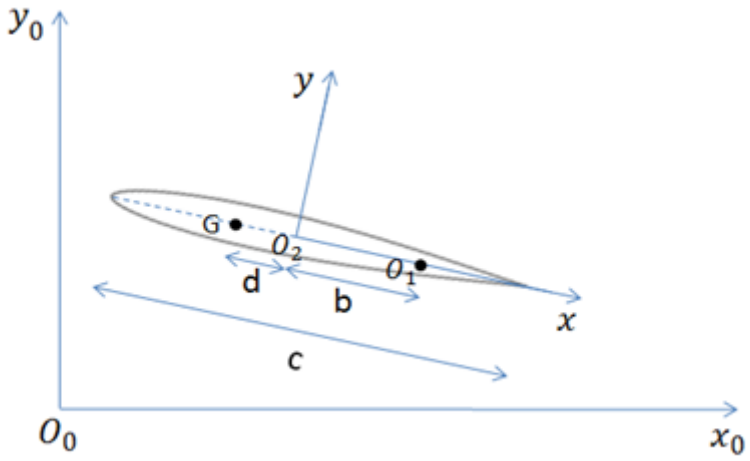


FIGURE 3.2 – Repères mobile et fixe du système oscillant

des degrés de liberté θ et β sont régis par,

$$\theta : \quad \delta_{G_1}(S_1/r_0) = \sum \mathcal{M}_\theta(O_0) \tag{3.1}$$
$$\beta : \quad \delta_{G_2}(S_2/r_0) = \sum \mathcal{M}_\beta(O_0) \tag{3.2}$$

de sorte que, les sommes des moments imposés au système dynamique deviennent

$$\sum \mathcal{M}_\theta(O_0) = c_1\dot{\theta} + k_1\theta + M_\theta(O_0) - M_{S_2\to S_1}(O_0) \tag{3.3}$$
$$\sum \mathcal{M}_\beta(O_0) = c_2\dot{\beta} + k_2\beta + M_\beta(O_0) - M_{S_1\to S_2}(O_0) \tag{3.4}$$

On pose $M_\theta(O_0)$ et $M_\beta(O_0)$ les moments hydro-aérodynamiques appliqués sur chaque éléments S_i avec $i = [1, 2]$ et rapportés à une position fixe O_0 du système dynamique. De la même façon, on pose $M_{S_1\to S_2}(O_0)$ et $M_{S_2\to S_1}(O_0)$ les moments d'interactions inertielles entre les éléments S_1 et S_2 également rapportés dans le repère fixe du problème. La dynamique du bras oscillant est simplifiée en considérant l'inertie d'un cylindre de masse uniforme. De la même manière, l'analyse de la dynamique de l'aile est simplifiée en utilisant des axes de symétries d'un profil d'aile (symétrique). Ainsi la matrice d'inertie de l'aile rectangulaire d'envergure s de coordonnée complexe $z = x+iy$ devient

$$\mathbb{I}_{G_2}(S_2) = \begin{bmatrix} C_1 & 0 & 0 \\ 0 & C_2 & 0 \\ 0 & 0 & C_3 \end{bmatrix} \text{ avec } C_3 = \iint_S x^2 + y^2 dxdy$$

A partir de ces approximations, on définit les moments dynamiques de l'assemblage du dispositif oscillant

$$\delta_{G_1}(S_1/r_0) = \frac{d\sigma_{G_1}}{dt}(r_1/r_0)$$
$$\delta_{G_2}(S_2/r_0) = \frac{d\sigma_{G_2}}{dt}(r_2/r_0) + m_2(d+b)^2(\dot{\theta}+\dot{\beta})$$

Où σ_{G_1} et σ_{G_2} sont les moments cinétiques des éléments mobiles

$$\sigma_{G_1}(r_1/r_0) = m_1L^2\dot{\theta}/4$$
$$\sigma_{G_2}(r_2/r_0) = m_2\mathbb{I}_{G_2}(S_2) \wedge \vec{\Omega}(r_2/r_0) = m_2C_3(\dot{\theta}+\dot{\beta})$$

avec $\vec{\Omega}(r_2/r_0) = \left[0, 0, (\dot{\theta}+\dot{\beta})\right]_{r_2}$.
On définit les interactions $M_{S_1\to S_2}(O_0)$ et $M_{S_2\to S_1}(O_0)$ qui sont nécessaires à la modélisation de la dynamique d'un assemblage.

$$M_{S_1\to S_2}(O_0) = m_2\overrightarrow{O_1G_2} \wedge \overrightarrow{\Gamma_{O_1}}(r_1/r_0)$$
$$M_{S_2\to S_1}(O_0) = \delta_{G_2}(S_2/r_0) + m_2\overrightarrow{G_2O_0} \wedge \overrightarrow{\Gamma_{G_2}}(r_2/r_0)$$

avec

$$\overrightarrow{O_1G_2} = \begin{bmatrix} -(d+b) \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix}_{r_2} ; \quad \Gamma_{O_1} = \begin{bmatrix} L\dot{\theta}^2cos(\beta) + L\ddot{\theta}sin(\beta) \\ L\ddot{\theta}cos(\beta) - L\dot{\theta}^2sin(\beta) \\ 0 \end{bmatrix}_{r_2}$$

$$\overrightarrow{O_0O_1} = \begin{bmatrix} Lcos(\beta) - (d+b) \\ -Lsin(\beta) \\ 0 \end{bmatrix}_{r_2} ; \Gamma_{G_2} = \begin{bmatrix} -L\dot{\theta}^2cos(\beta) - L\ddot{\theta}sin(\beta) + (d+b)(\dot{\theta}+\dot{\beta})^2 \\ -L\dot{\theta}^2sin(\beta) + L\ddot{\theta}cos(\beta) - (d+b)(\ddot{\theta}+\ddot{\beta}) \\ 0 \end{bmatrix}_{r_2}$$

Finalement, la composante d'inertie du couplage aéroélastique se présente sous la forme

$$\begin{aligned} \delta_{G_1}(S_1/r_0) + M_{S_2\to S_1}(O_0) &= I_\theta\ddot{\theta} + S_\theta\ddot{\beta} + N_\theta(\dot{\theta},\dot{\beta}) \quad (3.5)\\ \delta_{G_2}(S_2/r_0) + M_{S_1\to S_2}(O_0) &= S_\theta\ddot{\theta} + I_\theta\ddot{\beta} + N_\beta(\dot{\theta},\dot{\beta}) \quad (3.6)\end{aligned}$$

avec les moments d'inerties I_j, les moments statiques S_j et des composantes de moments non-linéaires $N_j(\dot{\theta},\dot{\beta})$ où $j = [\theta,\beta]$.

$$\begin{aligned} I_\theta &= \tfrac{m_1L^2}{4} + m_2L^2 - 2Lm_2(d+b)cos(\beta) + m_2(C_3 + (d+b)^2)\\ S_\theta &= m_2(C_3 + (d+b)^2) - Lbm_2cos(\beta)\\ I_\beta &= m_2(C_3 + (d+b)^2)\\ S_\beta &= m_2(C_3 + (d+b)^2 - L(d+b)cos(\beta)) \quad (3.7)\\ N_\theta(\dot{\theta},\dot{\beta}) &= \dot{\theta}^2\left[L(d+b)m_2sin(\beta)\right] + \dot{\beta}^2\left[L(d+b)m_2sin(\beta)\right]\\ &+ \dot{\theta}\dot{\beta}\left[-(d+b)Lm_2sin(\beta) + 2(d+b)Lm_2sin(\beta)\right]\\ N_\beta(\dot{\theta},\dot{\beta}) &= -\dot{\theta}\dot{\beta}\left[(d+b)Lsin(\beta)\right]\end{aligned}$$

Le problème d'interaction fluide-structure est alors complété par les modélisations de la sollicitation de l'écoulement et de la réaction mécanique de la structure schématisées dans la représentation du triangle de Collar (fig 2.1). Ici, la composante hydro-aérodynamique est modélisée par le moment M et la résultante R hydro-aérodynamiques instationnaires, appliqués au centre géométrique O_2 du profil d'aile, lors du déplacement d'oscillation par unité d'envergure s de l'aile. La théorie de Couchet [1959] est utilisée ici pour représenter cette excitation aérodynamique instationnaire contrairement au développement de Peng and Zhu [2009] qui utilise une simplification de la théorie de Theodorsen [1935]. La manipulation du torseur hydro-aérodynamique permet ensuite d'obtenir l'action réelle de l'écoulement sur l'assemblage de la structure. De sorte que, le transport du moment M au centre de gravité du profil G_2 donne $M_\beta(G) = M - d\vec{x}_2 \wedge R\vec{y}_2$ où R est la résultante du torseur hydro-aérodynamique. Le transport de ce moment, dans le repère fixe $r_0(O_0,\vec{x}_0,\vec{y}_0)$, au centre de gravité de l'aile r_0 (G, x_g, y_g) donne $M_\beta(O_0) = M_\beta(G) - (y_gF_x - x_gF_y)$ en connaissant la projection de la résultante des forces dans le repère fixe $\overrightarrow{R}_1 = F_x\overrightarrow{x}_1 + F_y\overrightarrow{y}_1$. Cette sollicitation se répercute sur la dynamique du bras oscillant par un moment hydro-aérodynamique. La projection de ce moment dans le repère fixe r_0 $(O_0,\vec{x}_0,\vec{y}_0)$ donne $M_\theta(O_0) = M_\beta(G) + (d+b)\vec{x}_2 \wedge R\vec{y}_2 - L\vec{x}_1 \wedge F_1\vec{y}_1$. On pose F_1, la force hydro-aérodynamiques normale dans le repère d'entrainement $r_1(O_1,\vec{x}_1,\vec{y}_1)$ telle que $F_1\vec{y}_1 = cos(\beta)R\vec{y}_2 + sin(\beta)R\vec{x}_2$. Pour finir les équations du mouvement d'oscillation à deux degrés de liberté (θ et β) se résolvent par l'intégration de la réaction mécanique de la structure (raideur et dissipation) suite aux sollicitations inertielles (3.5) et (3.6) et hydro-aérodynamiques. La dynamique de l'oscillateur hydro-aéro-élastique à deux degrés de liberté se présente sous la forme,

$$\begin{aligned} I_\theta\ddot{\theta} + S_\theta\ddot{\beta} + N_\theta(\dot{\theta},\dot{\beta}) &= c_1\dot{\theta} + k_1\theta + M_\theta(O_0)\\ S_\theta\ddot{\theta} + I_\theta\ddot{\beta} + N_\beta(\dot{\theta},\dot{\beta}) &= c_2\dot{\beta} + k_2\beta + M_\beta(O_0)\end{aligned} \quad (3.8)$$

Lors d'un mouvement continu, la capacité de récupération d'énergie du dispositif est modélisée par la dissipation des moments $c_1\dot{\theta}$ et $c_2\dot{\beta}$. Cette action peut être réalisée par l'intégration, en parallèle des ressorts de torsion, d'amortisseurs visqueux ou de génératrices de courant qui permettent une conversion d'énergie. Ce transfert peut se révéler bénéfique pour la maitrise de l'instabilité des phénomènes aéroélastiques.

En effet, le mécanisme de récupération énergétique oscillant nécessite au préalable la réalisation d'un mode instable [DeLangre, 2001]. Dans cette configuration, la dissipation est utilisée de façon à contraindre l'oscillation auto-entretenue stabilisée de l'aile par le contrôle des paramètres du flutter. L'enjeu du dimensionnement est ici de dissiper l'énergie cinétique des mouvements d'oscillations instables (flutter) tout en conservant des oscillations asymétriques dont l'apport énergétique est à étudier.

3.1.3 Positions d'équilibre

L'étude des positions d'équilibre est le premier point à considérer dans la conception du récupérateur d'énergie bi-articulé. En effet, l'analyse énergétique du récupérateur d'énergie oscillant, en régime instationnaire, repose sur la modélisation du mouvement d'oscillation causée par la variation de ces points de fonctionnement. On peut identifier la présence de ces points d'équilibre par l'harmonisation des actions exercées sur le solide dans le bilan des forces et moments stationnaires. Pour cela, des ressorts de torsion sont intégrés à l'assemblage dynamique de l'aile de façon à exercer une réaction mécanique opposée à la sollicitation du fluide. Le dimensionnement de ces éléments de réglage est réalisé par le bilan des moments, du système (3.8), en régime stationnaire

$$\begin{array}{rcl} \underline{M_\theta}(\theta_0, \alpha_0) & = & -k_1.\theta_0 \\ \underline{M_\beta}(\theta_0, \alpha_0) & = & -k_2.(-\alpha_0 + \theta_0) \end{array} \tag{3.9}$$

De manière générale, le montage illustré à la figure 3.1 possède 3 équilibres statiques. Pour un jeu de raideur des ressorts (k_1 et k_2) donné l'oscillateur peut soit converger vers un équilibre angulaire $\alpha_0 \neq 0$ et $\theta_0 \neq 0$ vers sa position symétrique $(\alpha_0, \theta_0) \rightarrow (-\alpha_0, -\theta_0)$. Un cas limite est constaté au point de fonctionnement $\alpha_0 = 0$ et $\theta_0 = 0$ pour lequel le mécanisme de l'aile oscillante est parfaitement aligné avec la direction de l'écoulement. Ce dernier point est compatible avec l'étude des dynamiques d'oscillations usuelles (sinusoïdales) et symétriques qui sont préférées dans les modèles théoriques par souci de simplicité. Par exemple, la théorie de Theodorsen [1935] analyse l'apparition du phénomène de flottement à l'origine d'une oscillation symétrique instable d'un profil d'aile. Ce choix de dynamique est utile, dans ce modèle théorique, pour représenter le sillage de l'aile. L'interaction fluide-structure parfaitement symétrique par rapport à l'axe d'oscillation n'est, en pratique, rarement observée pour les mécanismes oscillants. Le sillage modélisé n'est plus correct lorsque l'aile converge vers un point d'équilibre statique asymétrique ($\alpha_0 \neq 0$ et $\theta_0 \neq 0$) par rapport au sens de l'écoulement. La théorie de Couchet [1959] permet de prendre en compte cette éventualité en considérant les mouvements d'oscillations asymétriques non exploités par Theodorsen [1935]. Ces dynamiques sont réalisées, en pratique, par le réglage du couplage statique de la structure selon la raideur des ressorts de torsion (k_1 et k_2). La non-symétrie de l'oscillateur est alors fixée en exploitant le système stationnaire (3.9) de sorte que les raideurs deviennent

$$\begin{array}{rcl} k_1(\alpha_0, \theta_0) & = & -\underline{M_\theta}/\theta_0 \\ k_2(\alpha_0, \theta_0) & = & -\underline{M_\beta}/(-\alpha_0 + \theta_0) \end{array} \tag{3.10}$$

pour des angles d'équilibre θ_0 du bras oscillant et $\alpha_0 = \theta_0 - \beta_0$ de l'aile. La figure 3.3 présente l'évolution des raideurs $k_1(\alpha_0, \theta_0)$ en fonction $k_2(\alpha_0, \theta_0)$ et de l'angle moyen du

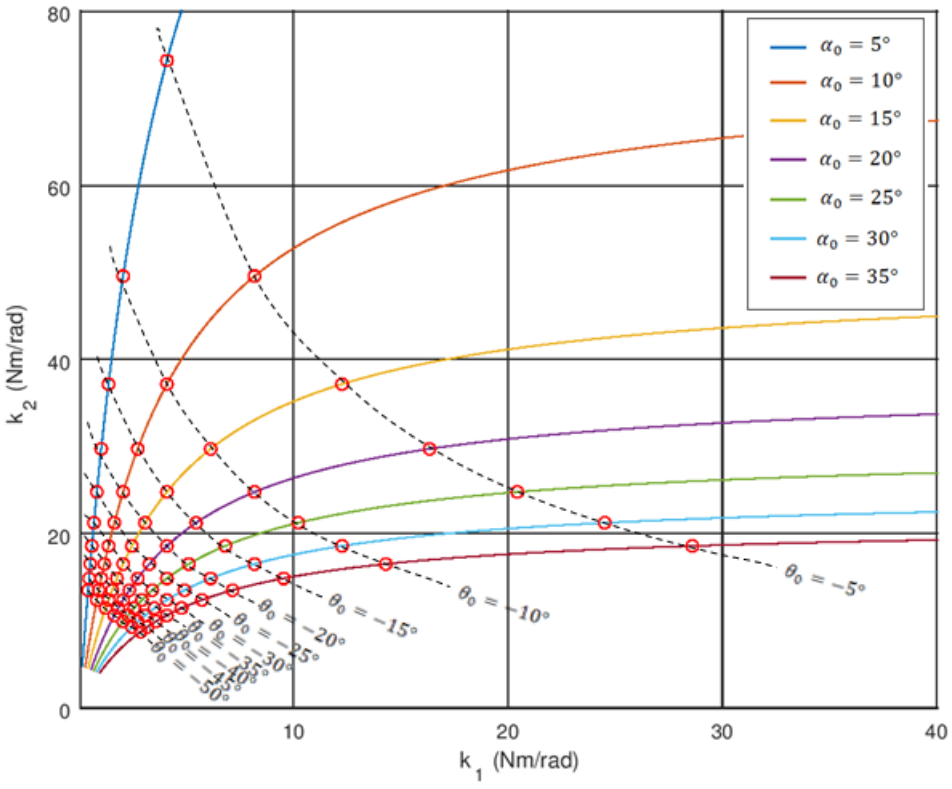


FIGURE 3.3 – Équilibre statique en fonction des angles stationnaires α_0 et θ_0

bras oscillant θ_0 pour une incidence moyenne ($\alpha_0 = cst$) donnée. Les moments hydro-aérodynamiques stationnaires appliqués sur l'aile ou transmis à la structure du bras oscillant ($\underline{M_\beta}$ et $\underline{M_\theta}$) sont déterminés, dans la suite de l'étude, par le développement des efforts hydro-aérodynamiques (3.56) et (3.57). Les équilibres asymétriques ($\alpha_0 \neq 0$ et $\theta_0 \neq 0$) présentés, par la figure 3.3, tendent vers un équilibre symétrique ($\alpha_0 = 0°$ et $\theta_0 = 0°$) lorsque $k_1 \to 0$ et $k_2 =]0; +\infty]$. D'autres équilibres statiques, non-exploités dans le mécanisme d'aile oscillante, sont constatés par le retournement d'un des deux éléments (aile ou bras oscillant) de sorte que $k_2 \to 0$ et $k_1 \to \infty$ ($\alpha_0 = 180°$ et $\theta_0 = 0°$) ou $k_2 \to 0$ et $k_1 \to 0$ ($\alpha_0 = 0°$ et $\theta_0 = 180°$). On note qu'une raideur infinie contribue à la suppression d'un degrés de liberté. Par exemple, le tangage de l'aile est le seul mouvement induit autorisé pour $k_1 \to \infty$. La convergence des deux raideurs $k_1 \to \infty$ et $k_2 \to \infty$ provoque une dynamique vibratoire proche d'un état statique. Ce comportement est identifiée par la diminution des angles d'équilibre θ_0 et α_0 dans la figure 3.3. A l'inverse, l'absence de raideur ($k_1 \to 0$ ou $k_2 \to 0$) interdit le couplage élastique de l'élément considéré (bras oscillant ou aile) avec l'écoulement. Le phénomène de flottement d'un système dynamique nécessite une raideur finie, d'au minimum deux degrés de liberté, pour favoriser un mouvement d'oscillation combiné (tangage et translation) par le biais d'un échange d'énergie entre les modes. On peut de plus attendre comme observé par Peng and Zhu [2009] à des transitions [1] entre les positions d'équilibre symétriques $(\alpha_0, \theta_0) \to (-\alpha_0, -\theta_0)$.

1. L'intermittence des oscillations autours de plusieurs équilibres statiques

3.1.4 Application de la Théorie Instationnaire de Couchet

Le modèle de Theodorsen [1935] est généralement employé pour déterminer les forces aérodynamiques instationnaires d'un mouvement d'oscillation. Cependant, ce modèle est extrêmement restreint et ne reflète pas toujours l'interaction fluide-structure observée dans la nature. La théorie de Couchet [1959] étend une partie de l'analyse de Theodorsen pour exploiter les mouvements d'oscillations asymétriques d'un profil épais. On remarque que le modèle de Theodorsen restreint l'évolution des forces aérodynamiques à celle de la circulation, à moyenne nulle (due aux mouvements d'oscillations symétriques par rapport au sens d'écoulement) autour de l'aile. L'analyse de Couchet [1959] considère l'évolution de la circulation moyenne non-nulle liée à l'incidence moyenne non-nulle d'une oscillation asymétrique. Cependant la modification de la circulation autour de l'aile nécessite une nouvelle modélisation de l'émission du sillage. En effet, l'analyse de Wagner [1924] associe à chaque mouvement l'effet mémoire du sillage induit qui le caractérise. Cette partie traite de l'intégration de l'asymétrie de l'oscillation dans l'expression des forces et moment hydro-aérodynamiques de Couchet [1959].

3.1.4.1 Transformée Conforme et Potentiel de Couchet

La théorie de Gérard Couchet [1949], est une méthode potentielle utilisée en fluide parfait (incompressible, irrotationnel et non visqueux) pour estimer les forces aérodynamiques instationnaires associées à un déplacement. A l'origine cette théorie est destinée à mettre en lumière les catégories de mouvements à circulation constante sans émission de sillage. Par la suite, cette méthode a été complétée pour inclure la modélisation du sillage dans l'expression des efforts instationnaires. La théorie utilise l'opération de transformée conforme pour simplifier la résolution du problème. Cette opération permet de faire correspondre l'écoulement autour d'une aile, de coordonnées complexes $z = x + iy$, à celui autour d'un disque de coordonnées complexes $Z = ae^{i\phi}$ avec $\phi = [0 : 2\pi]$. La transformée $z = H(Z)$ est employée par Couchet [1959] sous la forme d'une série de Laurent d'ordre 2 :

$$z = H(Z) = Z + \frac{a_1}{Z} + \frac{a_2}{Z^2} + O(Z^2) = Z + \frac{a^2(1-2p)}{Z} + \frac{\lambda_p}{Z^2} + O(Z^2) \qquad (3.11)$$

avec a_n les coefficients de la série de Laurent qui se déduisent en fonction du rayon a de la circonférence, du coefficient d'épaisseur de l'aile p et λ_p le coefficient angulaire caractérisant l'angle du bord de fuite du profil. La pointe angulaire d'un profil est obtenue pour $\lim_{Z\to a}\left(H^{'}(Z) = dH(Z)/dZ\right) = 0$ de sorte que $\lambda_p = pa^3$ si $H(Z)$ est de la forme (3.11). L'utilisation de la transformation conforme est accompagnée par les propriétés d'équivalences des fonctions potentielles appliquées sur le profil d'aile et la circonférence telle que $f(z,t) = \varphi(z,t) + i\psi(z,t) = F(Z,t)$. Cette équivalence se répercute par la dérivation aux expressions des vitesses complexes $w(z,t) = W(Z,t)/(H^{'}(Z))$. Tout comme Theodorsen [1935], la théorie de Couchet distingue les forces dues et non dues aux circulations. Chacune de ces contributions déduite à partir d'une portion de l'expression de la fonction potentielle,

$$f(z,t) = F(Z,t) = G(Z,t) - \frac{i\Gamma_0}{2\pi} ln(Z) + \frac{i}{2\pi}\int_{t_0}^{t} ln\left(\frac{Z-\zeta(u,t)}{Z-\zeta^{'}(u,t)}\right)\psi(u)du \qquad (3.12)$$

La fonction complexe $G(Z,t)$ correspond au potentiel de Couchet d'un corps mobile dans un fluide parfait au repos à l'infini. Le seconde composante caractérise la circulation autour du profil à l'instant $t = t_0$. Le dernier terme de (3.12) est lié au potentiel

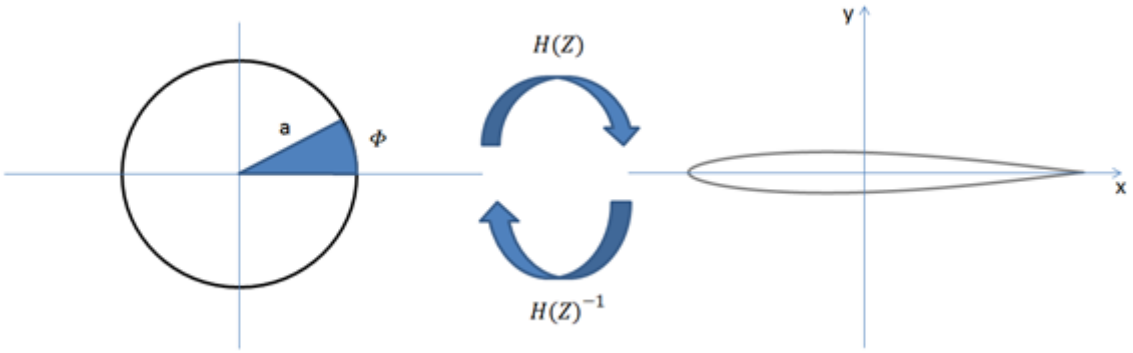


FIGURE 3.4 – Transformée Conforme $z = H(Z = ae^{i\phi}) = x + iy$

d'une ligne tourbillonnaire modélisant l'émission d'un sillage. La théorie potentielle de Couchet utilise l'approximation d'un sillage figé, modélisé par une ligne tourbillonnaire de circulations d'intensité $\psi(u)$ émises aux instants u au bord de fuite du profil, et qui parcourent la trajectoire complexe $\zeta(u,t)$ d'image $\zeta'(u,t)$ dans le disque telle que $\zeta.\overline{\zeta'} = a^2$. Une fois le tourbillon émis à la pointe du profil, l'approximation du sillage figé considère que la circulation (détachée du profil) ne subit plus d'influence de la présence de l'aile. Les circulations émises à la pointe du profil sont transportées par l'écoulement uniforme, de vitesse V, formant ainsi la ligne d'émission tourbillonnaire relative à l'approximation du sillage figé.

3.1.4.2 Potentiel non-tourbillonnaire

La théorie de Couchet utilise la formulation potentielle pour déterminer l'expression des forces aérodynamiques instationnaires. Parmi ces forces, on peut distinguer les forces non-tourbillonnaires calculées à partir des potentiels de vitesse non-tourbillonnaires,

$$F(Z,t) = G(Z,t) - i\frac{\Gamma_0}{2\pi} ln(Z). \tag{3.13}$$

L'instationnarité de ces composantes sont provoquées par l'influence du fluide sur l'inertie de l'aile lors du déplacement et par les performances hydro-aérodynamiques fluctuantes du corps profilé.

3.1.4.2.1 Potentiel de Couchet $G(Z,t)$

La théorie de Couchet détermine la résultante et le moment cinétique d'un ensemble de fluide entourant une aile en mouvement. En effet, le déplacement de l'aile se caractérise par les variations du potentiel de vitesse $G(Z,t)$ appliqué sur le profil. Dans ce cas, cette quantité bénéficie de la résolution de la formule de Schartz-Villat connaissant la ligne de courant $\Psi = Im(f(z,t)) = ly - mx + \omega^2(x^2+y^2)/2$ à proximité de la paroi d'une circonférence C et en supposant une vitesse d'écoulement constante V à l'infini. Selon cette formulation, le potentiel de Couchet s'exprime

$$G(Z,t) \quad = \quad \frac{-1}{\pi} \oint_C \frac{\Psi(Z,t)}{\zeta - Z} d\zeta \tag{3.14}$$

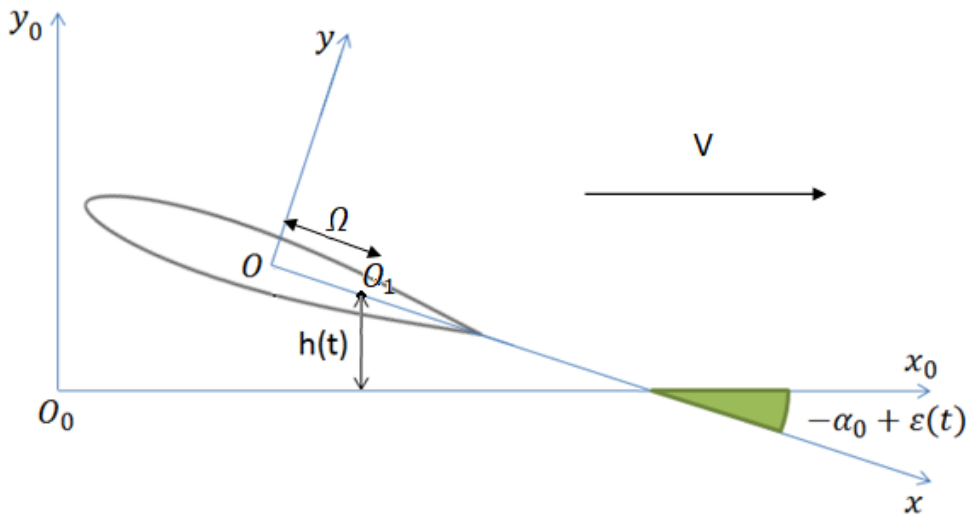


FIGURE 3.5 – Mouvement d'oscillation à circulation à moyenne non-nulle voisin d'une translation uniforme

ou encore

$$G(Z,t) = l(t)G^{(1)}(Z) + m(t)G^{(2)}(Z) + \omega(t)G^{(3)}(Z) \tag{3.15}$$

en utilisant les décompositions de la formule de Schartz-Villat,

$$G^{(1)}(Z) = -\frac{1}{\pi}\oint_C \frac{y}{\zeta - Z}d\zeta = H(Z) - Z - \frac{a^2}{Z} \tag{3.16}$$

$$G^{(2)}(Z) = \frac{1}{\pi}\oint_C \frac{x}{\zeta - Z}d\zeta = -i\left(H(Z) - Z + \frac{a^2}{Z}\right) \tag{3.17}$$

$$G^{(3)}(Z) = \frac{1}{2\pi}\oint_C \frac{(x^2+y^2)}{\zeta - Z}d\zeta = \frac{i}{2\pi}\oint_C \frac{H(\zeta).\overline{H(\zeta)}}{\zeta - Z}d\zeta \tag{3.18}$$

et la vitesse relative d'une particule fluide, à proximité de l'aile,

$$l(t) - im(t) = \lambda(t) - Vcos(\alpha_0) - i\left[\mu(t) - Vsin(\alpha_0)\right] \tag{3.19}$$

associée à un mouvement d'oscillation voisin d'une translation uniforme (fig 3.5). On associe respectivement aux composantes réelle et imaginaire la composante tangente et normale des vitesses dans le repère mobile de l'aile. Les composantes $\lambda(t)$ et $\mu(t)$ correspondent aux fluctuations de la vitesse lors des déplacements longitudinal et transverse de l'aile dans le même repère. L'étude du mouvement de translation est ici équivalente à l'établissement d'un écoulement uniforme $V = V_\infty$ provoquant le déplacement $\alpha(t) = -\alpha_0 + \epsilon(t)$ et $h(t)$ de l'aile.

3.1.4.2.2 Mouvements voisins et conformes à la circulation constante

Les propriétés aérodynamiques d'un corps profilé conditionnent le champ de potentiel de vitesse dans le domaine fluide. En fluide parfait, ces propriétés sont modélisées par l'établissement d'une circulation autour du profil qui impacte le champ de vitesse de l'écoulement. Sur cette base, Couchet [1949] développe une théorie qui estime les mouvements à circulation constante d'un profil d'aile sans l'émission de son sillage. Ces

mouvements particuliers sont obtenus en appliquant la condition de Kutta-Joukowski, qui impose une vitesse finie à la pointe du profil $z_p = H(Z = a)$. L'existence d'un mouvement sans sillage est présentée par Couchet [1949] par l'annulation de la vitesse $W(a,t) = 0$ du point de la transformée conforme associé au bord de fuite du profil $Z = a$, à chaque instant t du déplacement,

$$\begin{aligned} W(a,t) &= \lim_{Z\to a}\left(\frac{dG}{dZ}(Z,t) - i\frac{\Gamma(t)}{2\pi Z}\right) = 0 \\ &= \frac{dG^{(1)}(a)}{dZ}l(t) + \frac{dG^{(2)}(a)}{dZ}m(t) + \frac{dG^{(3)}(a)}{dZ}\omega(t) - \frac{\Gamma(t)}{2\pi a} = 0 \end{aligned}$$

Selon cette condition, l'expression de la circulation autour de l'aile $\Gamma(t)$ devient

$$\Gamma(t) = 4\pi a(m(t) + \Omega\omega(t)) = cst \tag{3.20}$$

avec $m(t) = \mu(t) - Vsin(\alpha_0)$,

$$\Omega = \frac{1}{2i}\frac{dG^{(3)}}{dZ}(a) = -\frac{i}{4\pi}\lim_{Z\to a}\left(\frac{d}{dZ}\left[\oint_C \frac{H(Z).\overline{H(Z)}}{\zeta - Z}d\zeta\right]\right) \tag{3.21}$$

et connaissant les potentiels (3.17), (3.16). La catégorie des mouvements sans échappements tourbillonnaires (sillage) est identifiée par la conservation de la circulation établie autour de l'aile lors de la phase de déplacement et est définie à partir du potentiel non-tourbillonnaire (3.13). En considérant les mouvements (3.19), voisins de la dynamique propre à la circulation constante, une distinction est effectuée entre la composante de circulation invariante Γ_0 et les fluctuations de circulation $\delta\Gamma(t)$ établies autour du profil telle que (3.20) devient $\Gamma(t) = \Gamma_0 + \delta\Gamma(t)$ où

$$\begin{aligned} \Gamma_0 &= -4\pi aVsin(\alpha_0) \\ \delta\Gamma(t) &= 4\pi a(\mu(t) + \Omega\omega(t)) \end{aligned} \tag{3.22}$$

Dans la plupart des cas étudiés dans le cadre d'une interaction fluide-structure, la variation de la circulation attachée à l'aile $\delta\Gamma(t) \neq 0$ provoque inéluctablement l'émission d'un sillage non conforme à la catégorie des mouvements étudiés par Couchet [1949]. Ce sillage, bien que pénalisant pour la performance hydro-aérodynamique de l'aile, possède un rôle dans le moyen de production énergétique hydro-éolien.

3.1.4.2.3 Hydro-aérodynamique non-tourbillonnaire

On peut donc déterminer la contribution des forces et moment non-tourbillonnaires à partir des potentiels de vitesse évoqués. Le torseur hydro-aérodynamique est déduit du développement à l'ordre 1 de l'incidence d'un profil $\alpha(t) = -\alpha_0 + \epsilon(t)$ et du déplacement vertical $h(t)$ illustrés par la figure 3.5. On considère le développement, au voisinage de

α_0, des expressions des vitesses de l'aile au point O_2

$$\begin{aligned}
\lambda(t) &= l(t) + Vcos(\alpha_0) \\
&= Vcos(-\alpha_0 + \epsilon) + \frac{dh(t)}{dt} sin(-\alpha_0 + \epsilon) + Vcos(\alpha_0) + O(\epsilon^2) \\
\mu(t) + \omega(t)\Omega &= m(t) + Vsin(\alpha_0) \\
&= Vsin(-\alpha_0 + \epsilon) + \frac{dh(t)}{dt} cos(-\alpha_0 + \epsilon) + Vsin(\alpha_0) + O(\epsilon^2)
\end{aligned}$$

Ainsi, en négligeant les termes d'ordres supérieurs à $O(\epsilon)$, les vitesses linéarisées deviennent,

$$\begin{aligned}
\lambda(t) &= -\left(\epsilon V + \tfrac{dh}{dt}\right) sin(\alpha_0) \\
\mu(t) + \Omega\omega(t) &= \left(\epsilon V + \tfrac{dh}{dt}\right) cos(\alpha_0)
\end{aligned} \tag{3.23}$$

Le torseur fluidique associé au déplacement de l'aile dans un fluide parfait se déduit de l'intégration des variations de pression sur le contour (C) de la transformée conforme dont un détail est présenté par Pérès [1936] et Couchet [1952]. Les expressions de la résultante R_I et le moment M_I hydro-aérodynamiques sont appliqués au centre du profil O_2. Pour la suite de l'étude, les forces de trainée et de portance instationnaires sont définies respectivement à partir du développement de $F_x = Re(R_I)$ et $F_y = Im(R_I)$.

$$R_I = \oint_C i\Delta\mathcal{P} dz = i\rho(l + im)\Gamma_0 + \rho\omega I - i\rho\frac{dI}{dt} \tag{3.24}$$

$$M_I(O_2) = Re\left(\oint_C \Delta\mathcal{P} z\overline{dz}\right) = -\rho Re\left((l - im)I\frac{dJ}{dt}\right) \tag{3.25}$$

avec les composantes

$$I = \oint_C Re(G)dz = Al(t) + Bm(t) + C\omega(t) \tag{3.26}$$

$$J = \frac{1}{2}Re\left(\oint_C G dr^2\right) = Re\left[i(l - im)C + \pi P\omega\right] \tag{3.27}$$

et les paramètres géométriques du profil d'aile

$$A = 2\pi i(a_1 - a^2) + i\mathcal{A} \tag{3.28}$$

$$B = 2\pi(a_1 + a^2) - i\mathcal{A} \tag{3.29}$$

$$C = 2\pi A_{-1} - \mathcal{A} z_G \tag{3.30}$$

$$P = \frac{1}{2}\oint_C G^{(3)} dr^2 \tag{3.31}$$

avec $r^2 = H(\zeta).\overline{H(\zeta)}$. L'identification des coefficients de la transformée conforme (3.11) donne $a_1 = a^2(1 - 2p)$ et $a_2 = pa^3$. On retrouve dans Couchet [1956] les expressions des paramètres géométriques liés au profil d'aile considérée. L'expression analytique de l'aire du profil $\mathcal{A}$ est déduite des coefficients a_n de la série de Laurent sachant que $\zeta.\overline{\zeta} = a^2$.

$$\mathcal{A} = \frac{1}{2}Im\left(\oint_C \overline{H(Z)}dz\right) = \pi\left[a^2 - \sum_{n=1}^{\infty}\frac{n a_n \overline{a_n}}{(a^2)^n}\right]$$

En considérant uniquement les coefficients a_n de la transforme conforme (3.11), l'expression de l'aire du profil devient

$$\mathcal{A} = 4\pi p a^2(1-p) \approx 4\pi p a^2 + O(p^2) \tag{3.32}$$

De la même façon, le centre de gravité du profil z_G est estimé analytiquement en fonction des coefficients de la série de Laurent du produit

$$H(Z).\overline{H(Z)} = \sum_{n=0}^{\infty} A_n Z^n + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{A_{-n}}{Z^n}$$

de sorte que

$$z_G = \frac{1}{2i\mathcal{A}} \oint_C H(Z).\overline{H(Z)} dz = -\frac{\pi}{\mathcal{A}} \sum_{n=-1}^{\infty} n \frac{a_n \overline{A}_{-n}}{(a^2)^n}$$

Connaissant les propriétés

$$A_{-p} = \frac{1}{(a^2)^p} \sum_{n=-1}^{\infty} \frac{a_i \overline{a}_{p+i}}{(a^2)^i} = (a^2)^p \overline{A}_p$$

pour $p \geq 0$. Ainsi en utilisant les coefficients de la transformée conforme (3.11), la distance du centre de gravité par rapport au centre géométrique de l'aile est

$$z_G \approx -\frac{a}{2} + O(p^2)$$

localisé sur la corde d'un profil symétrique. De la même façon, la contribution de potentiel associée à la vitesse angulaire est

$$G^{(3)}(Z) = \frac{1}{2\pi} \oint_C \frac{H(Z).\overline{H(Z)}}{\zeta - Z} d\zeta = -i \left(\sum_{n=1}^{\infty} \frac{A_{-n}}{Z^n} \right)$$

De sorte que

$$P = \frac{1}{2} \oint_C G^{(3)} dr^2 = \sum_{n=1}^{\infty} n A_n A_{-n}$$

Dans ce cas, l'utilisation des coefficents a_n de la série (3.11) donne

$$P = 2a^4(1-4p) + O(p^2)$$

Le paramètre géométrique Ω, introduit dans (3.21), peut être identifié de la même façon que la composante $G^{(3)}(Z)$ du potentiel de Couchet.

$$\Omega = \frac{1}{2} \lim_{Z \to a} \left(\frac{d}{dZ} \left[\sum_{n=1}^{\infty} \frac{A_{-n}}{Z^n} \right] \right) = \frac{1}{2a} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{n A_{-n}}{a^n}$$

Selon la série (3.11), le développement du paramètre Ω devient

$$\Omega = a - 3a\frac{p}{2} - ap^2 \approx a$$

En tenant compte de toutes ces développements, les constantes (3.28), (3.29) et (3.30) deviennent

$$\begin{aligned} A &\approx 0 && (3.33)\\ B &\approx 4\pi a^2(1-2p)+O(p^2) && (3.34)\\ C &\approx 4\pi p a^3+O(p^2) && (3.35) \end{aligned}$$

La résultante des forces (3.24) et le moment (3.25) hydro-aérodynamique liés au repère du profil $(O_2,\vec{x}_2,\vec{y}_2)$ sont présentés ici en ne conservant que les termes du développement d'ordre $O(p)$, $O(\alpha_0)$ et $O(\epsilon)$.

$$\begin{aligned} R_I = \; & i4\pi a^2\rho\left(a\frac{d\omega}{dt}-\frac{1}{4\pi a}\frac{d(\delta\Gamma_L)}{dt}\right)+i4\pi a^2\rho p\left(\frac{1}{2\pi a}\frac{d(\delta\Gamma_L)}{dt}-3a\frac{d\omega}{dt}\right)\\ + \; & 4\pi a\rho V\alpha_0\left(\frac{\delta\Gamma_L}{4\pi a}-2a\omega\right)+i4\pi a\rho V^2\alpha_0 e^{i\alpha_0}+O(p^2,\alpha_0^2) \end{aligned} \tag{3.36}$$

$$\begin{aligned} M_I(O_2) = \; & 4\pi a^2\rho p\left(-2V\frac{\delta\Gamma_L}{4\pi a}+2a\omega V-a\left[\frac{d^2h}{dt^2}-3a\frac{d\omega}{dt}\right]\right)\\ + \; & 4\pi a^2\rho V\left(\frac{\delta\Gamma_L}{4\pi a}-a\omega\right)-4\pi a^2(1-2p)\rho V^2\alpha_0+O(p^2,\alpha_0^2) \end{aligned} \tag{3.37}$$

avec $\delta\Gamma_L(t)$ l'approximation linéaire de la variation de circulation autour de la donnée moyenne Γ_0 déterminée ici en fonction de la vitesse 3.23,

$$\delta\Gamma_L(t)=4\pi a\left(\mu+\Omega\omega\right)_L=4\pi a\left(\epsilon V+\frac{dh}{dt}\right). \tag{3.38}$$

On remarque que les termes $i4\pi a\rho V^2\alpha_0 e^{i\alpha_0}$ et $4\pi a^2(1-2p)\rho V^2\alpha_0$ des expressions (3.36) et (3.37) coïncident avec les composantes des forces et moment hydro-aérodynamiques associées à la translation rectiligne uniforme en axe mobile.

3.1.4.3 Potentiel tourbillonnaire

Lorsque le déplacement de l'aile s'écarte des mouvements à circulation constante étudiés par Couchet [1949], la condition de Kutta-Joukowski prévoit l'émission d'un sillage de l'aile. Dans le cadre d'études théoriques, ce sillage est souvent estimé par l'approximation de sillage figé à la pointe. Sous cette approximation, une circulation émise au bord fuite du profil d'aile, à un instant donné, est transportée linéairement dans le sillage par l'écoulement de vitesse uniforme. L'intensité tourbillonnaire ψ relâchée dans le sillage est déduite de la condition de Kutta-Joukowski à la pointe du profil pour une vitesse finie à la pointe du profil. Le phénomène d'émission tourbillonnaire est étudié par Couchet [1949] et Couchet [1952] de façon à envisager les mouvements voisins d'une circulation constante et les mouvements quelconques. Ces études se concentrent sur la partie tourbillonnaire de la fonction potentielle (3.12) qui caractérise l'échappement tourbillonnaire à la pointe du profil.

$$F_T(Z,t)=\frac{i}{2\pi}\int_{t_0}^{t} ln\left(\frac{Z-\zeta(u,t)}{Z-\zeta'(u,t)}\right)\psi(u)du \tag{3.39}$$

La fonction $\psi(u)$ est attribuée à la l'intensité tourbillonnaire d'une circulation (invariante en fluide parfait) émise, à la pointe du profil. La coordonnée complexe $\zeta(u,t)$

correspond à la position d'une circulation transportée dans le sillage à l'instant t et émise à l'instant u à la pointe du profil. L'image de cette circulation $\zeta^{'}(u,t)$ est contenue à l'intérieur du disque telle que $\zeta.\overline{\zeta'} = a^2$. En appliquant Pérès [1936] et Couchet [1952], l'expression du torseur tourbillonnaire est

$$R_T = \rho \int_{t_0}^{t} \left(i\omega(\zeta - \zeta^{'}) + \frac{\partial \zeta}{\partial t} - \frac{\partial \zeta^{'}}{\partial t} \right) \psi(u) du \tag{3.40}$$

$$M_T(O_2) = \rho \int_{t_0}^{t} \left[((l - im).(\zeta - \zeta^{'}) + \frac{1}{2}\frac{d}{dt}\left(H(\zeta).\overline{H(\zeta)} - Q(\zeta) \right) \right] \psi(u) du \tag{3.41}$$

avec

$$Q(\zeta) = 2\sum_{n=1}^{\infty} \frac{A_{-n}}{\zeta^n}$$

Ces effort et moment sont ici obtenus selon l'approximation des mouvements d'oscillations voisins d'une translation uniforme autour d'une incidence moyenne non-nulle α_0 effectuée par Couchet [1959]

$$\mu = Re\left(\mu_0 e^{i\nu t}\right) \quad ; \quad \omega = Re\left(\omega_0 e^{i\nu t}\right) \quad ; \quad \psi = Re\left(\psi_0 e^{i\nu t}\right) \tag{3.42}$$

La condition de Kutta-Joukowski assure la condition de vitesse finie à la pointe du profil et la conservation de la circulation globale du domaine fluidique. Dans le cadre d'un échappement tourbillonnaire, les fluctuations de circulations (3.22) sont responsables de la présence d'un sillage. Ainsi à la pointe du profil $z_p = H(a)$, la condition de Joukowski déduite du potentiel (3.12) donne

$$\Gamma(t) - \Gamma_0 + a\int_{t_0}^{t} \left[\frac{(\zeta - \zeta^{'})}{(a - \zeta)(a - \zeta^{'})} \right] \psi(u) du = 0 \tag{3.43}$$

La résolution de l'intégrale, détaillée dans Couchet [1959], est utile à l'identification de l'intensité tourbillonnaire des circulations $\psi(u)$ émises dans le sillage à l'instant u pour répondre à la condition de Kutta-Joukowski.

$$\psi_0 = \frac{2\pi V(\mu_0 + \Omega\omega_0)}{\frac{1}{iK} + e^{iK}\left[T_1 + T_2 + 4pT_3 - iKp(T_1 - T_2 - T_3 + T_4)\right] + O(\alpha_0^2))} \tag{3.44}$$

avec la fréquence réduite de l'oscillation de l'aile $K = 2a\nu/V$. Et les intégrales cylindriques

$$T_n(K) = \int_{t_0}^{t} r^{-n} e^{-\frac{iK}{2}\left(r + \frac{1}{r}\right)} dr \tag{3.45}$$

telles que $\zeta = are^{i\varphi}$ est la position d'un tourbillon émis à la distance r du bord de fuite à un angle d'émission φ par rapport au repère du profil. Ainsi en utilisant (3.44), on peut définir les expressions des forces (3.40) et moment (3.41) associées au mouvement d'oscillation (3.42) voisin d'une translation uniforme.

$$\begin{aligned} R_T &= \underbrace{i\rho V\delta\Gamma_L}_{quasi-stationnaire} \underbrace{- i\rho V\delta\Gamma_L\left[1 - D(K,p,\alpha_0)\right]}_{sillage\ \ induit} + O(\alpha_0^2) \\ M_T(O_2) &= a\rho V\delta\Gamma_L(1 - E(K,p)) + O(\alpha_0^2) \end{aligned} \tag{3.46}$$

avec les fonctions de Couchet

$$\begin{array}{rcl} D(K,p,\alpha_0) & = & C(K) + pC_n(K) + i\alpha_0(-1+C(K)) \\ E(K,p) & = & C(K) - pC_m(K) \end{array} \tag{3.47}$$

Ces fonctions indiquent l'influence du sillage d'un mouvement d'aile d'oscillation asymétrique sur les efforts et moment hydro-aérodynamiques instationnaires. Elles évoluent selon la fréquence réduite de l'oscillation $K = 2a\nu/V$, du coefficient d'épaisseur de l'aile p et de l'incidence moyenne non-nulle de l'oscillation α_0. On remarque que, l'application d'une oscillation symétrique ($\alpha_0 = 0$) à un profil de plaque plane ($p = 0$) participe à la simplification des fonctions de Couchet ($D(K,p,\alpha_0)$ et $E(K,p)$) vers la fonction de Theodorsen,

$$C(K) = \frac{\frac{e^{-iK}}{iK} + T_2(K)}{\frac{e^{-iK}}{iK} + (T_1(K) + T_2(K))} = \frac{H_1^2(K)}{H_1^2(K) + iH_0^2(K)}, \tag{3.48}$$

auquelle on ajoute une première fonction d'épaisseur du profil d'aile

$$\begin{aligned} C_n(K) &= \frac{2T_1(K)T_2(K)}{\left(\frac{e^{-iK}}{iK} + (T_1+T_2)(K)\right)^2} + \frac{iK(T_1 - 2T_2 + T_3)(K) - 2(T_2+T_3)(K)}{\frac{e^{-iK}}{iK} + (T_1+T_2)(K)} \\ &= -\frac{4iH_0^2(K)}{\pi(H_1^2(K) + iH_0^2(K))^2}\left(\frac{e^{-iK}}{iK} - \frac{\pi}{2}H_1^2(K)\right) \\ &+ 2\frac{-\pi(K+i)H_0^2(K) + i\pi\left(\frac{2}{K} - K\right)H_1^2(K) + \frac{4e^{-iK}}{K^2}(1+iK)}{\pi(H_1^2(K) + iH_0^2(K))} \end{aligned} \tag{3.49}$$

et une seconde fonction d'épaisseur du profil d'aile

$$\begin{aligned} C_m(K) &= \frac{2T_1(K)T_2(K)}{\left(\frac{e^{-iK}}{iK} + (T_1+T_2)(K)\right)^2} + \frac{iK(T_1 - 2T_2 + T_3)(K) + 2(T_1 - T_2 - T_3 + T_4)(K)}{\frac{e^{-iK}}{iK} + (T_1+T_2)(K)} \\ &= C_n(K) + \frac{2}{\pi}\frac{\pi\left(1 - \frac{4i}{K}\right)H_0^2(K) - \pi\left(1 - \frac{8}{K^2}\right)H_1^2(K) - 2\left(3 - \frac{8i}{K} - \frac{8}{K^2}\right)}{H_1^2(K) + iH_0^2(K)} \end{aligned} \tag{3.50}$$

La figure 3.6 représente les composantes des fonctions $D(\alpha_0,p,K)$, $E(p,K)$ telles que la fonction de Theodorsen et les fonctions d'épaisseurs appliquées dans la modélisation des actions du sillage de la théorie de Couchet. La résolution analytique des intégrales cylindriques (3.45) est obtenue, de la même façon que Theodorsen [1935], par l'identification des fonctions de Hankel $H_n(K)$.

$$T_1(K) = -i\frac{\pi}{2}H_0^2(K) \quad ; \quad T_2(K) = \frac{ie^{-iK}}{K} - i\frac{\pi}{2}H_1^2(K)$$
$$T_{n+1}(K) = T_{n-1}(K) - \frac{2i}{K}\left[(n-1)T_n(K) - e^{-iK}\right]$$

pour $n \geq 2$. La résolution de ces intégrales résulte de l'identification des fonctions de Hankel d'ordre 0 et 1 ($H_0(K)$ et $H_1(K)$) en fonction de K la fréquence réduite de l'oscillation de l'aile pareillement à Theodorsen [1935].

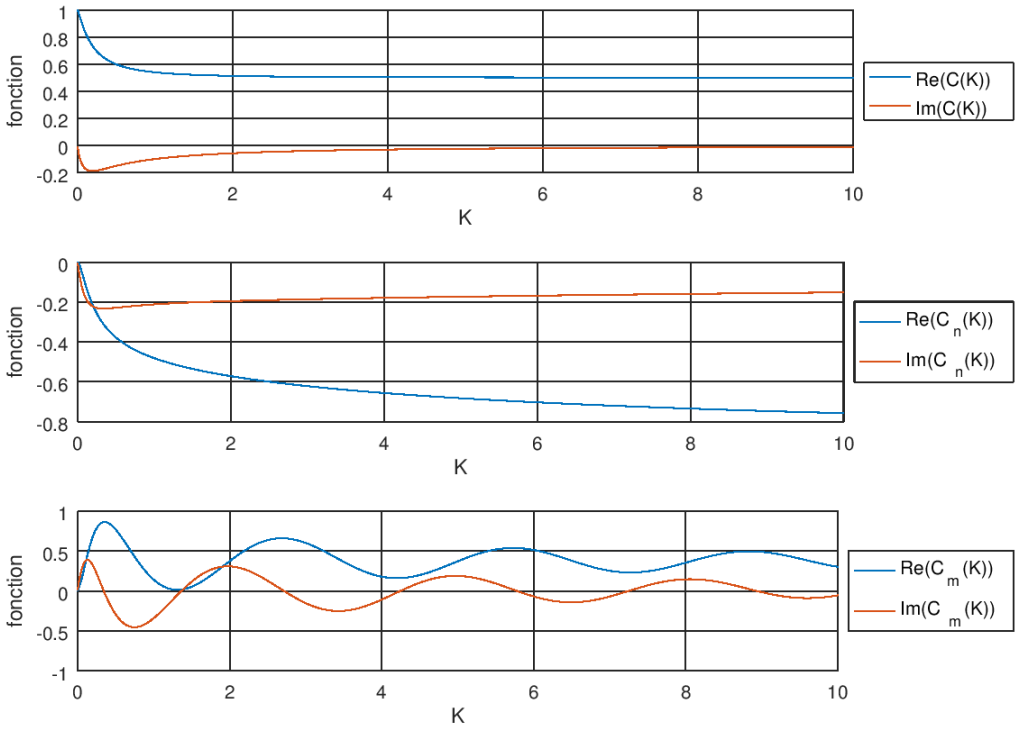


FIGURE 3.6 – Composantes des fonctions de Couchet $D(\alpha_0, p, K)$ et $E(p, K)$

3.1.4.4 Application du torseur au mécanisme de l'aile oscillante

Les efforts et moments définis par la théorie de Couchet [1959], relative aux mouvements d'oscillations voisins d'une translation uniforme, sont transportés et appliqués sur chacun des éléments du mécanisme d'aile oscillante afin de modéliser l'action du fluide sur la structure de l'assemblage (l'aile et le bras oscillant). La première étape consiste à transporter, dans le repère de référence lié à l'écoulement (repère fixe), les efforts hydro-aérodynamiques (3.24), (3.40) ainsi que les moments hydro-aérodynamiques (3.25), (3.41). En combinant les actions des potentiels non-tourbillonnaire et tourbillonnaire, les efforts et moment appliqués, dans le repère mobile, au centre du profil d'aile sont

$$\begin{array}{rcl} R_0 & = & R_I + R_T \\ M_0 & = & M_I + M_T \end{array} \tag{3.51}$$

tels que, après factorisation, le torseur devient

$$\begin{array}{rcl} R_0 & = & is\rho V\delta\Gamma_L D^*(K,p,\alpha_0) + 4\pi a^2\rho s\dot{\omega}\left[\alpha_0(a-2V) + ai(1-3p)\right] + \underline{R_0} \\ M_0 & = & -a\rho sV\delta\Gamma_L E^*(K,p) + 4\pi sa^3\rho\left[p(3a\dot{\omega} - \ddot{h} + 2V\omega) - V\omega\right] + \underline{M_0} \end{array} \tag{3.52}$$

où les composantes stationnaires du torseur sont :

$$\begin{array}{rcl} \underline{R_0} & = & i4\pi as\rho V^2\alpha_0 \\ \underline{M_0} & = & -4\pi a^2(1-2p)\rho sV^2\alpha_0 \end{array} \tag{3.53}$$

et avec les fonctions de Couchet modifiées $D^*(K,p,\alpha_0)$ et $E^*(K,p)$ qui incluent les composantes tourbillonnaires et non-tourbillonnaires proportionnelles à la circulation $\delta\Gamma_L(t)$ autour de l'aile ainsi que l'effet d'épaisseur

$$\begin{array}{rcl} D^*(K,p,\alpha_0) & = & \left(C(K)-\frac{K}{2}\right)+p\left(C_n(K)+K\right)+i\alpha_0\left(C(K)-2-\frac{K}{2}\right) \\ E^*(K,p) & = & C(K)-2+p(C_m(K)+2) \end{array} \tag{3.54}$$

selon la fréquence réduite d'oscillation $K=2a\nu/V$. Dans le repère fixe, lié à l'environnement, le torseur hydro-aérodynamique (non-tourbillonnaire et tourbillonnaire) est calculé par le transport du torseur (3.52) dans le repère fixe $(O_0,\vec{x}_0,\vec{y}_0)$.

Le mécanisme de l'aile oscillante est conçu en reliant le bras oscillant à l'origine du repère de référence O_0 ainsi qu'au point O_1 localisé à la distance $\underline{b=\Omega}$ du centre géométrique de l'aile dans la figure 3.5. L'approximation linéaire de la dynamique de l'oscillateur fixe le déplacement verticale $\underline{h(t)=L\theta}$. Le torseur hydro-aérodynamique (3.52), appliqué au mécanisme de l'aile oscillante, dans le repère fixe devient

$$\begin{array}{rcl} R_1 & = & R_0 e^{-i\alpha_0} \\ M_1(O_0) & = & M_0(O_2)-Re\left[i(\overline{x_0+iy_0})R_1\right] \end{array} \tag{3.55}$$

connaissant les coordonnés complexes du centre de portance de l'aile x_0+iy_0 dans le repère de référence. On peut en déduire les moments hydro-aérodynamiques appliqués aux équations du mouvement (3.8) de l'oscillateur.

$$M_\beta(O_0)=M_1(O_0)=L_1\ddot{\theta}+L_2\ddot{\beta}+L_3\dot{\theta}+L_4\dot{\beta}+\underline{M_\beta}+O(\alpha_0^2) \tag{3.56}$$

avec

$$\begin{array}{rcl} L_1 & = & -4\rho s\pi p a^3(3a+L) \\ L_2 & = & =-12\rho s\pi p a^4 \\ L_3 & = & 4\rho s\pi a^3 V(1-2p)-4\pi\rho a^2 V s(a-b)E^*(K,p) \\ & - & 4\pi\rho a V ds(a-b)\left[cos(\alpha_0)Re(D^*(K,p,\alpha_0))-sin(\alpha_0)Im(D^*(K,p,\alpha_0))\right] \\ & + & 4\pi a\rho V ds(a-b)(L-b)\left[cos(\alpha_0)Re(D^*(K,p,\alpha_0))-sin(\alpha_0)Im(D^*(K,p,\alpha_0))\right] \\ L_4 & = & =4\rho s\pi a^3 V(1-2p)-4\pi a^2(a+L-b)\rho V s E^*(K,p) \\ & - & 4\pi a\rho V ds(a+L-b)\left[cos(\alpha_0)Re(D^*(K,p,\alpha_0)-sin(\alpha_0)Im(D^*(K,p,\alpha_0))\right] \\ & + & 4\pi a\rho V ds(L-b)(a+L-b)\left[cos(\alpha_0)Re(D^*(K,p,\alpha_0)-sin(\alpha_0)Im(D^*(K,p,\alpha_0))\right] \\ \underline{M_\beta} & = & 4\pi V^2\rho\alpha_0(ax_0-a^2(1-2p)) \end{array}$$

Le moment hydrodynamique appliqué au bras oscillant est calculé dans le repère fixe

$$\begin{aligned} M_\theta(O_0) &= M_0(O_2) + bIm(R_0) - LIm(R_0 e^{-i\beta}) \\ &= L_5\ddot{\theta} + L_6\ddot{\beta} + L_7\dot{\theta} + L_8\dot{\beta} + \underline{M_\theta} + O(\alpha_0^2) \end{aligned} \tag{3.57}$$

avec

$$\begin{aligned}
L_5 &= -4\rho s\pi p a^3(3a+L) + 4\pi a^2\rho s e^{i\alpha_0}(ai + a\alpha_0 - 3api)sin(\alpha_0)(b+d-L) \\
L_6 &= -12\rho s\pi p a^4 + 4\pi a^2\rho s e^{i\alpha_0}(ai + a\alpha_0 - 3api)sin(\alpha_0)(b+d-L) \\
L_7 &= 4\rho s\pi a^3 V(1-2p) - 8\pi V a^2\alpha_0\rho s e^{i\alpha_0}sin(\alpha_0)(b+d-L) \\
&- 4\pi a(a-b)\rho V s Re(D^*(K,\alpha_0,p))(L-b-d+dcos(\alpha_0)) - 4\pi a^2(a-b)\rho V s E^*(K,p) \\
&+ 4\pi a(a-b)d\rho V s Im(D^*(K,\alpha_0,p))sin(\alpha_0) \\
L_8 &= 4\rho s\pi a^3 V(1-2p) - 8\pi V a^2\alpha_0\rho s e^{i\alpha_0}sin(\alpha_0)(b+d-L) \\
&- 4\pi a(a+L-b)a\rho V s E^*(K,p) + 4\pi a(a+L-b)d\rho V s Im(D^*(K,\alpha_0,p))sin(\alpha_0) \\
&- 4\pi a(a+L-b)\rho V s Re(D^*(K,\alpha_0,p))(L-b-d+dcos(\alpha_0)) \\
\underline{M_\theta} &= 4\pi V^2\rho\alpha_0(-a^2(1-2p) + ab - aL)
\end{aligned}$$

3.1.4.5 Réglage de l'asymétrie

L'asymétrie des oscillations est un facteur pouvant influencer la production d'énergie à exploiter dans l'application du récupérateur d'énergie oscillant. La théorie de Couchet [1959] permet de définir cette asymétrie en configurant une loi d'incidence moyenne non-nulle $\alpha_0 \neq 0$ en fonction des efforts hydro-aérodynamiques recherchés durant les cycles d'oscillation. On utilise pour cela la fonction de Couchet $D^*(\alpha_0, p, K)$ qui intègre la notion d'asymétrie des oscillations dans l'expression des efforts (addimensionnés) induits par le sillage. On peut isoler de l'analyse, de la fonction (3.54), la partie

$$\begin{aligned} \chi &= Im\left(D^*(K,p,\alpha_0)\right) \\ &= \left(Im(C(K)) + \alpha_0\left(Re(C(K)) - 2 - \tfrac{K}{2}\right) + pIm(C_n(K))\right) \end{aligned} \tag{3.58}$$

et l'incidence moyenne α_0 des cycles d'oscillation

$$\alpha_0(K,p,\chi) = \frac{\chi - (Im(C(K)) + pIm(C_n(K)))}{Re(C(K)) - 2 - K/2} \neq 0 \tag{3.59}$$

pour une valeur χ désirée. La fréquence réduite (K), de cette expression, est déduite de la dynamique de l'oscillateur. Un procédé itératif est appliqué pour faire synchroniser les fréquences de l'oscillateur, modélisé par les équations du mouvement (3.8), et le modèle hydro-aérodynamique instationnaire (3.56) et (3.57). L'épaisseur réduite (p) est fixée par la géométrie de l'aile selon la démarche de l'Annexe A et les données du cahier des charges expérimentales. La variable χ est utilisée, pour le réglage de l'asymétrie (3.59), de manière à fixer la force de trainée $F_x = -\rho V\delta\Gamma\chi$ (induite par le sillage) générée sur l'aile durant le mouvement d'oscillation asymétrique dans le but d'appliquer la puissance hydro-aérodynamique la plus adaptée à la récupération d'énergie.

3.1.5 Synthèse de la modélisation

Le modèle théorique est destiné à prédire la dynamique d'un mécanisme d'aile oscillante à deux degrés de liberté (θ et α) rentrant dans la composition du concept

de récupérateur d'énergie oscillant hydro-aéro-élastique. Les équations du mouvement (3.8) des deux degrés de liberté se déduisent de la mécanique newtonienne selon les composantes d'inertie, hydro-aérodynamique et la réaction de la structure dans un bilan de moments. On peut agir sur l'inertie de l'aile en modifiant la géométrie (excentrations de l'aile b et du bras oscillant L) ou les masses de l'assemblage. Cependant, le choix est fixée dans cette étude d'optimiser la performance énergétique de l'oscillateur en variant l'asymétrie des mouvements de l'aile. Les raideurs des ressorts (k_1 et k_2) sont choisies dans les allures de l'équilibre stationnaire (fig 3.3) pour inclure cette asymétrie dans la dynamique de l'oscillateur. La compréhension du modèle hydro-aérodynamique instationnaire de Couchet [1959] facilite le réglage de l'incidence moyenne $\alpha_0 \neq 0$, dans la loi (3.59), en fonction de certains efforts attendus pour optimiser la puissance hydro-aérodynamique de l'aile durant le mouvement. Les torseurs hydro-aérodynamiques non-tourbillonnaire (3.37) et tourbillonnaire (3.41) associés à cette théorie sont développés et intégrés aux équations du mouvement (3.8) pour représenter la sollicitation du fluide. L'oscillation au voisinage de l'incidence $\alpha_0 \neq 0$ est destinée à être exploiter pour fournir de l'énergie au concept d'hydro-éolienne oscillante.

3.2 Analyse de la Stabilité

L'objectif du modèle théorique est de dimensionner un mécanisme d'aile battante réalisant un mouvement d'oscillation continu, périodique et auto-entretenu par l'action du fluide. L'intérêt de cette dynamique est d'offrir une source d'énergie cinétique continue à exploiter pour un système de récupération d'énergie oscillant passif et autonome. Puisque le dispositif oscillant est passif, aucune correction de la trajectoire de l'aile n'est envisagée pour assurer la périodicité du mouvement. L'interaction fluide-structure doit alors être maitrisée par les réactions mécaniques intrinsèques à la structure (rigidité ou amortissement) selon un pré-dimensionnement approprié. On s'intéresse ici principalement à la maitrise des mouvements instables possédant un potentiel énergétique important.

3.2.1 Le Cahier des charges

Le mécanisme d'aile battante est destiné à être testé expérimentalement dans un canal hydraulique afin de valider la production énergétique du récupérateur d'énergie pré-dimensionné par le modèle théorique. Le choix est porté sur le canal CanHyde utilisé, par l'Institut P', pour reproduire avec précision des écoulements naturels et industriels. L'annexe B présente les caractéristiques du canal CanHyde de l'Institut P', de débit maximum de $\dot{q} = 1800m^3/h$, qui permet d'atteindre une vitesse uniforme maximum de $V = 1.0 \ \ m/s$ pour une hauteur d'eau fixe de $D = 0,5\,m$. Dans cette expérience, la section de la veine d'essai du canal, d'une largeur de $W = 1$ mètre et une hauteur de $H = 1$ mètre, va contraindre le dimensionnement du dispositif oscillant. L'aile immergée et suspendue verticalement, dans le canal hydraulique par le mécanisme de bras oscillant relié au bâti par le biais d'une liaison pivot. On fixe la corde $c = 0.2m$ et l'envergure de l'aile $s = 0.4m$ pour coïncider avec le remplissage du canal à mi-hauteur. Le dispositif utilisé dans l'expérience est dimensionné de façon à favoriser les interactions fluide-structure des deux degrés de liberté θ et β. L'encombrement de ce mécanisme mobile dans le canal hydraulique varie en fonction de la longueur du bras oscillant L et la distance d'excentration de l'aile b. La figure 3.7 présente l'encombrement du dispositif qui est nécessairement inférieur à une demi-largeur du

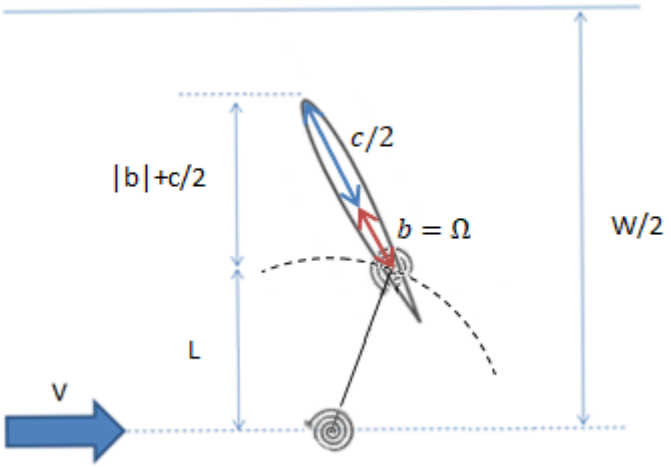


FIGURE 3.7 – Schématisation de la demi-largeur du canal hydraulique (vue de dessus)

canal $W/2$ tel que $L + c/2 + |b| < W/2$. Cette condition géométrique est nécessaire au bon déroulement de l'expérimentation en contraignant l'amplitude de battement de l'aile pour éviter son contact avec les parois du canal. Dans le reste du développement, d'autres contraintes vont s'appliquer à la structure de l'oscillateur hydro-élastique afin de fixer les dimensions du concept de récupérateur d'énergie oscillant. La réaction mécanique de la structure est supposée être réglée par la rigidité des ressorts k_1 et k_2 et la dissipation des amortisseurs c_1 et c_2 pour établir un mouvement d'oscillation critique, auto-entretenu par le fluide et pouvant être exploité pour l'application du récupérateur d'énergie.

3.2.2 Modèle "linéarisé" du couplage IFS

3.2.2.1 Dynamique du Système aéroélastique

Le couplage fluide-structure, utile à la modélisation de récupérateur d'énergie oscillant, est réalisé à partir de la mécanique newtonienne. Ce modèle est défini pour fixer les équations du mouvement (3.8) de l'aile, à deux degrés de liberté, qui intègrent le modèle de Couchet. L'analyse de la stabilité du battement de l'aile est alors simplifiée par la linéarisation des équations du mouvements et des efforts aérodynamiques instationnaires au voisinage d'une position d'équilibre α_0. Pour cela, les équations du mouvement du système dynamique sont réécrites sous une forme matricielle. La stabilité du système est alors déterminée par l'étude des racines du polynôme caractéristique associées du système à deux degrés de liberté. On peut écrire ce système dynamique sous la forme,

$$\begin{aligned} \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \end{bmatrix} &= M\ddot{X} + C\dot{X} + PX \\ &= \begin{bmatrix} N_{17} & N_{18} \\ N_{22} & N_{23} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \ddot{\theta} \\ \ddot{\beta} \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} N_{19} & N_{20} \\ N_{24} & N_{25} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \dot{\theta} \\ \dot{\beta} \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} N_{21} & 0 \\ 0 & N_{26} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \theta \\ \beta \end{bmatrix} \end{aligned} \tag{3.60}$$

avec $X = [\theta, \beta]^T$. Et les composantes

$$N_{17} = I_\theta - N_{13} \quad ; \quad N_{18} = S_\theta - N_{14} \quad ; \quad N_{19} = -(c_1 + N_{15}) \quad ; \quad N_{20} = -N_{16}$$
$$N_{21} = -k_1 \quad ; \quad N_{22} = S_\beta - N_9 \quad ; \quad N_{23} = I_\beta - N_{10} \quad ; \quad N_{24} = -N_{11}$$
$$N_{25} = -(c_2 + N_{12}) \quad ; \quad N_{26} = -k_2$$

avec les composantes d'inertie $(I_\theta, S_\theta, S_\beta, I_\beta)$ détaillées en (3.7). Dans ce cas, Duncan [1945] fait la distinction entre les termes de couplages croisés instationnaires

$$F_{12} = N_{18}\ddot{\beta} + N_{20}\dot{\beta} \quad ; \quad F_{21} = N_{22}\ddot{\theta} + N_{24}\dot{\theta}$$

qui s'opposent aux termes directs, des équations du mouvement, par le biais de l'échange d'énergie entre les modes d'oscillations du système dynamique.

$$N_{17}\ddot{\theta} + N_{19}\dot{\theta} + N_{21}\dot{\theta} = F_{12} \quad ; \quad N_{23}\ddot{\beta} + N_{25}\dot{\beta} + N_{26}\dot{\beta} = F_{21}$$

On distingue ici les composantes $(N_{13}, N_{14}, N_9, N_{10})$ d'inerties virtuelles apportées à la structure par les forces hydro-aérodynamiques proportionnelles aux accélérations angulaires et les composantes de dissipation $(N_{15}, N_{16}, N_{11}, N_{12})$ ajoutée par les forces proportionnelles aux vitesses angulaires. Le détail des composantes N_i de l'équation (3.60) est présenté en annexe C sous une forme adimensionnée. Les composantes hydro-aérodynamiques apportées par l'action du fluide peuvent créer l'instabilité de l'oscillateur à l'origine de la source d'énergie du phénomène de flottement. L'instabilité apportée par l'inertie du fluide (masse ajoutée) est corrigée par le réglage des raideurs des ressorts de torsion k_1, k_2. Celle causée par le flottement est corrigée par le réglage de la dissipation des amortisseurs c_1, c_2. L'oscillation du mécanisme d'aile battante devient périodique et auto-entretenue par l'action du fluide lorsque l'on applique ces corrections sur la réaction mécanique de la structure.

3.2.2.2 Adimensionnement du système oscillant

L'analyse d'un système non-dimensionné permet de généraliser la résolution du système dynamique. Dans le même temps, cette analyse possède l'avantage de réduire le nombre de variable du système par la combinaison de données dimensionnées. Pour réaliser cette action, des paramètres géométriques de longueur sont adimensionés par rapport à distance de référence de l'excentration de l'aile b.

$$\tilde{L} = \frac{L}{b} \quad ; \quad \tilde{a} = \frac{a}{b} \quad ; \quad \tilde{d} = \frac{d}{b} \quad ; \quad \tilde{s} = \frac{s}{b} \tag{3.61}$$

Les éléments nécessaires à la maîtrise des phénomènes aéroélastiques instables sont adimensionnés de sorte que,

$$\tilde{c}_1 = \frac{c_1}{m_1 b^2 \omega_1} \quad ; \quad \tilde{c}_2 = \frac{c_2}{m_2 b^2 \omega_2} \quad ; \quad \tilde{k} = \frac{k_2}{k_1} = \frac{\underline{M}_\beta/\beta_0}{k_1} \tag{3.62}$$

avec $\underline{M}_\beta$ le moment hydrodynamique stationnaire, appliqué sur l'aile, qui s'ajoute à la composante instationnaire pour provoquer le mouvement d'oscillation à deux degrés de liberté $\theta(t) = \delta\theta.Re\left(e^{i\omega_1 t}\right) + \theta_0$ et $\beta(t) = \delta\beta.Re\left(e^{i\omega_2 t}\right) + \beta_0$. Les ratios

$$\tilde{m} = \frac{m_2}{m_1} \quad ; \quad \tilde{\omega} = \frac{\omega_2}{\omega_1} \tag{3.63}$$

et les degrés de liberté $x = [\theta, \beta]^T$ sans dimension deviennent

$$q_i = \frac{x_i}{\pi} \quad ; \quad \dot{q}_i = \frac{\dot{x}_i}{\pi\omega_i} \quad ; \quad \ddot{q}_i = \frac{\ddot{x}_i}{\pi\omega_i^2} \tag{3.64}$$

Les caractéristiques de l'écoulement fluidique uniforme (masse surfacique, vitesse) sont non-dimensionnées pour donner le nombre de masse et la vitesse réduite d'écoulement

$$\tilde{\rho} = \frac{\rho}{m_2/b^2} \quad ; \quad \tilde{V} = \frac{V}{b\omega_2} \tag{3.65}$$

L'application de ces données adimensionnées est utile à la réécriture du système (3.60) en :

$$\begin{bmatrix} \tilde{N}_{17} & \tilde{N}_{18} \\ \tilde{N}_{22} & \tilde{N}_{23} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \ddot{q}_1 \\ \ddot{q}_2 \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} \tilde{N}_{19} & \tilde{N}_{20} \\ \tilde{N}_{24} & \tilde{N}_{25} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \dot{q}_1 \\ \dot{q}_2 \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} \tilde{N}_{21} & 0 \\ 0 & \tilde{N}_{26} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} q_1 \\ q_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \end{bmatrix} \tag{3.66}$$

avec les composantes $\tilde{N}_i$ du système non-dimensionné, présentées en Annexe C. Le réglage du couplage hydro-élastique est alors paramétré par les rapports $\tilde{k}$, $\tilde{c}_1$ et $\tilde{c}_2$ du système pour l'application de récupération d'énergie.

3.2.3 Conditions de Stabilité

La stabilité du couplage hydro-élastique est obtenue par l'analyse du système (3.60). Dans ce cas, l'étude du système non-amorti permet de régler le rapport des raideurs $\tilde{k}$ et l'étude du système amorti est utilisée pour figer les facteurs sans dimension $\tilde{c}_1$ et $\tilde{c}_2$. Des critères de stabilité sont appliqués, dans chacune de ses analyses, pour dimensionner le modèle théorique.

3.2.3.1 Étude du système dynamique

La dynamique du système masse-ressort non-amorti est ici analysée par la raideur du système pour une configuration géométrique donnée. Par exemple, la raideur des tiges ou des branches de plantes influence la dynamique oscillatoire asymétrique de l'interaction fluide-structure des feuilles d'arbre dans un flux d'air.

3.2.3.1.1 Système dynamique non-amorti L'inertie est la première cause, étudiée par Duncan [1945], pour expliquer l'instabilité des mouvements d'oscillation de l'aile. Cette analyse se base sur l'équilibre de la répartition des masses de l'assemblage pour se prévenir de ce type d'instabilité dynamique. La rigidité des ressorts offre une source d'instabilité supplémentaire à dimensionner pour le système élastique. L'application de récupération d'énergie est à l'inverse fondée sur la base de mouvements instables capables, en plus d'exercer un transfert énergétique, de maintenir une dynamique auto-entretenue par l'action du fluide. Le modèle dynamique s'assimile à l'analyse classique d'un système masse-ressort [2] que l'on peut représenter sous la forme de l'équation d'état d'un système non-amorti en modifiant l'expression linéarisée (3.60),

$$\dot{Y} = \underline{\underline{B}} Y = \begin{bmatrix} 0 & I \\ -M^{-1}P & 0 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} X \\ \dot{X} \end{bmatrix} \tag{3.67}$$

2. $M\ddot{X} + PX = 0$

avec $Y = [X, \dot{X}]^T$ et $X = [\theta, \beta]^T$. Dans ce cas, la stabilité du système dynamique non-amorti est décrite à partir des racines du polynôme caractéristique associé à la matrice $\underline{\underline{B}}$.

$$P(\sigma, \tilde{k} = k_2/k_1) = det(\underline{\underline{B}} - \sigma \underline{\underline{I}}) = b_4\sigma^4 + b_2\sigma^2 + b_0 = 0 \tag{3.68}$$

L'analyse de ces racines renseigne sur l'état de stabilité du système dynamique. La figure 3.8 présente l'évolution de la partie réelle des racines du polynôme caractéristique en fonction de la raideur réduite $\tilde{k} = k_2/k_1$ du système dynamique non-dimensionné. On peut maitriser passivement la stabilité du mécanisme oscillant en adaptant la géo-

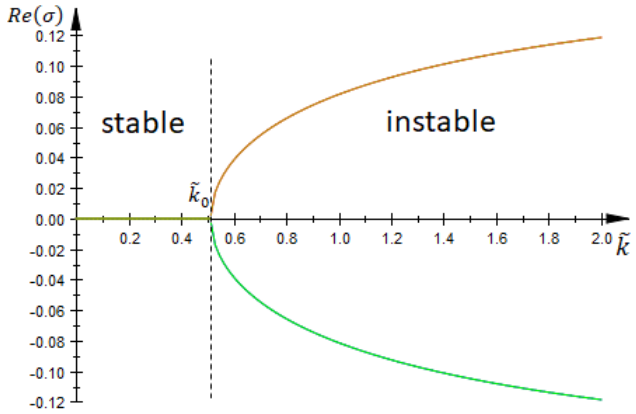


FIGURE 3.8 – Partie réelle des racines du système non-amorti

métrie de la structure souple. La localisation des masses, la longueur du bras oscillant (L) et l'excentration de l'aile (b) sont autant de paramètres géométriques qui peuvent être utilisés dans un dimensionnement pour provoquer ou éviter une instabilité dynamique hydro-aéro-élastique. La raideur de la structure est une autre composante de l'interaction fluide-structure qui peut influencer la stabilité des dispositifs oscillants. La figure 3.8 présente un couplage masse-ressort limite $\tilde{k} = \tilde{k}_0$ qui représente la variation de l'état de stabilité dynamique ($\tilde{k} < \tilde{k}_0$) et l'instabilité ($\tilde{k} > \tilde{k}_0$) du mouvement d'oscillation. L'instabilité ($\tilde{k} > \tilde{k}_0$) est à l'origine d'une source d'énergie cinétique (tirée d'une interaction fluide-structure) à exploiter pour la récupération d'énergie. Une instabilité trop importante ($\tilde{k} >> \tilde{k}_0$) peut, à l'inverse, provoquer un mouvement brutal inexploitable pour le récupérateur d'énergie oscillant (passif) dont l'autonomie est à conserver. Cette rigidité tend le système vers une instabilité statique qui interdit l'établissement d'une dynamique oscillatoire. La dissipation du mouvement est utilisée pour convertir l'énergie accumulée du système par l'instabilité des oscillations ,raisonnablement déstabilisées , dans le but de conserver l'autonomie du système dynamique. On peut optimiser ce gain énergétique en modifiant la dynamique de l'oscillateur. L'asymétrie des oscillations est un moyen imaginé pour adapter la dynamique hydro-élastique comme le montre l'analyse énergétique à venir.

3.2.3.1.2 Réglage de la raideur du système

L'intégration des ressorts de torsion permet d'une part de conserver la dynamique oscillatoire asymétrique établie à partir du modèle hydro-aérodynamique de Couchet (3.59) et d'autre part d'initier un mouvement d'oscillation pouvant être exploité pour la récupération d'énergie. En effet, une première source d'instabilité est constatée par

l'analyse du système non-amorti. Le rapport des raideurs $\tilde{k} = k_2/k_1$ est spécialement dimensionné pour imposer cette instabilité ($\tilde{k} > \tilde{k}_0$) tout en évitant les mouvements excessivement instables ($\tilde{k} >> \tilde{k}_0$) propices à la forme de l'instabilité statique qui supprimerait la dynamique oscillatoire. La figure 3.9 présente simultanément la courbe

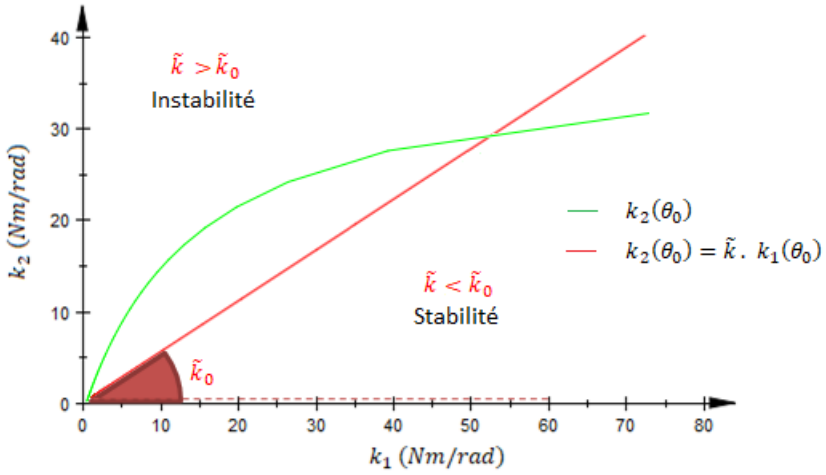


FIGURE 3.9 – Analyse de la stabilité du couplage masse-ressort

d'équilibre statique (3.10) définie à partir des contraintes hydro-aérodynamiques stationnaires associées à l'incidence $\alpha_0 \neq 0$ et la limite $\tilde{k}_0$ qui caractérise la stabilité ou l'instabilité du système non-amorti selon l'analyse du polynôme caractéristique (3.68). La superposition des deux modèles permet d'identifier des points de fonctionnement d'oscillations modérément instables (possédant un potentiel énergétique à exploiter) au voisinage de l'angle d'incidence $\alpha_0 \neq 0$.

3.2.3.2 Étude du système amorti

La conception d'un dispositif de récupération d'énergie nécessite l'ajout d'un élément dissipateur capable de convertir l'énergie cinétique du mécanisme de l'aile battante en énergie utile. Cette dissipation est dimensionnée par l'analyse du système amorti de manière à respecter l'autonomie du dispositif offerte par l'établissement des oscillations auto-entretenues par la source d'énergie constituée par le fluide en mouvement.

3.2.3.2.1 Modélisation du système amorti Le système dynamique est modifié en présence d'une source de dissipation de manière à ralentir le mouvement et convertir l'énergie cinétique instable provoquée en partie par le système masse-ressort. Une autre source d'instabilité est directement prise en compte pour la récupération d'énergie par les phénomènes hydro-aéro-élastiques appliqués au système dynamique amorti. Duncan [1945] présente le couplage des forces hydro-aérodynamiques (circulatoires) et la dissipation intrinsèque à la structure comme la cause du phénomène du flottement. Ce phénomène instable est caractérisé par Hémon [2006] par la fusion des modes de déplacement du système dynamique d'un système aéroélastique à plusieurs degrés de liberté. On identifie en général ce point critique par une vitesse d'écoulement critique

qui dimensionne le domaine d'application du dispositif. En effet, au delà de cette vitesse, les solutions bifurquées du système dynamique (aux valeurs propres) reflètent l'existence d'une oscillation instable comprenant au moins une paire racine à partie réelle positive. La solution instable traduit en fait un amortissement négatif qui témoigne d'une quantité énergétique prélevée à l'environnement du fluide puis convertie en énergie cinétique. Dans notre étude, l'interaction fluide-structure est abordée comme une source d'énergie à paramétrer à partir de la dissipation des amortisseurs visqueux (ou générateurs électriques) pour une vitesse d'écoulement figée par la gamme de débit du canal hydraulique (Annexe B). Les facteurs d'amortissements linéaires c_1 et c_2 sont donc réglés pour maitriser l'instabilité d'un couplage hydro-élastique donné et tout en optimisant l'énergie extraite du système oscillant. On peut suivre l'évolution de la stabilité du système [3] linéaire amorti (3.60) par l'analyse de l'équation d'état,

$$\dot{Y} = \underline{\underline{A}}Y = \begin{bmatrix} 0 & I \\ -M^{-1}P & -M^{-1}C \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} X \\ \dot{X} \end{bmatrix} \tag{3.69}$$

avec $Y = [X, \dot{X}]^T$ et $X = [\theta, \beta]^T$. La stabilité du système dynamique amorti est décrite à partir des racines du polynôme caractéristique associé à la matrice $\underline{\underline{A}}$.

$$P(\sigma, \tilde{c}_1, \tilde{c}_2) = det(\underline{\underline{A - \sigma I}}) = a_4\sigma^4 + a_3\sigma^3 + a_2\sigma^2 + a_1\sigma^1 + a_0 = 0 \tag{3.70}$$

Les signes des 4 solutions complexes sont, comme pour le système non-amorti, étudiés pour définir l'état de la stabilité ou d'instabilité du système dynamique. Cette recherche est cohérente avec l'analyse des systèmes linéaires possédant un nombre de degrés de liberté limité.

3.2.3.2.2 Condition de stabilité dynamique

La dissipation intrinsèque à la structure assemblée permet de modéliser la production d'énergie causée par les couplages hydro-aéro-élastique instables. L'application du concept de récupérateur d'énergie oscillant est imaginée sur la base de ce transfert énergétique. Cette extraction d'énergie est fixée de façon à maîtriser le phénomène de flottement par le biais d'un dimensionnement approprié de la dissipation des amortisseurs. Cette condition répond au critère de passivité (autonomie) du système dynamique. Dans ce cas, la maitrise du phénomène instable est déduite du test de Routh (Duncan 1945). On retrouve dans Liu [1994] et Wu and Liu [1997] une démarche de stabilité globale basée sur le critère de Routh-Hurwitz qui permet d'aboutir à la stabilité dynamique des cycles limites d'oscillations. Ce critère s'appuie sur les propriétés des coefficients d'un polynôme caractéristique de manière à parvenir à un ensemble de racines purement imaginaires et le reste des racines à parties réelles strictement négatives. Dans le cas d'un polynôme caractéristique d'ordre 4, ce critère de stabilité neutre se présente comme

$$\begin{array}{rcl} D_1(\tilde{c}_1, \tilde{c}_2) & = & a_1 > 0 \\ D_2(\tilde{c}_1, \tilde{c}_2) & = & a_1a_2 - a_0 > 0 \\ D_3(\tilde{c}_1, \tilde{c}_2) & = & a_1a_3a_2 - a_0a_3^2 - a_1^2 = 0 \end{array} \tag{3.71}$$

tel que $a_i > 0$ pour $i = [0, 1, \ldots, 4]$. On remarque que l'on peut adapter la stabilité du système dynamique amorti en fonction des facteurs d'amortissements sans dimension $(\tilde{c}_1, \tilde{c}_2)$ des amortisseurs visqueux.

3. $M\ddot{X} + C\dot{X} + PX = 0$

3.2.3.2.3 Condition d'égalité des fréquences Le critère de Routh-Hurwitz assure la périodicité d'un système dynamique oscillant mais n'assure pas l'égalité des fréquences d'oscillation du mouvement de l'aile et des efforts aérodynamiques associés. En effet, le déplacement de l'aile dans le fluide génère un sillage qui doit osciller à la même fréquence pour respecter les hypothèses de l'approximation du sillage figé au bord de fuite du profil. Pour garantir la similitude des deux physiques Peng and Zhu [2009] utilisent une méthode itérative afin de faire coïncider la fréquence de l'oscillateur aéroélastique et la fréquence $f = \nu/(2\pi)$ associée à la fréquence réduite ($K = 2a\nu/V$) des efforts aérodynamiques instationnaires. Le même raisonnement est imposé au présent système dynamique de sorte que l'oscillation de l'aile reste similaire au modèle d'échappement tourbillonnaire de Couchet. En imposant la pulsation $\omega_1 = \omega_2 = \sqrt{-a_1/a_3}$ telle que $a_3\sigma^3 + a_1\sigma = 0$, le polynôme caractéristique (3.70) devient

$$P(\sigma, \tilde{c}_1, \tilde{c}_2) \quad = \quad a_4\sigma^4 + a_2\sigma^2 + a_0 = 0 \tag{3.72}$$

On retrouve ainsi une condition du critère de Routh-Hurwitz en substituant les pulsations $\omega_2 = Im(\sigma)$

$$D_3(\tilde{c}_1, \tilde{c}_2) = a_1a_3a_2 - a_0a_3^2 - a_1^2 = 0$$

La condition d'égalité des fréquences d'oscillations, qui assure la cohésion des deux physiques, est donc

$$\omega_2 = \sqrt{-a_1/a_3} = \tfrac{KV}{2a} \tag{3.73}$$

La résolution numérique des conditions d'égalité des fréquences et de stabilité dynamique permet de dimensionner les facteurs d'amortissement sans dimension $\tilde{c}_1$ et $\tilde{c}_2$ du système dynamique (3.66). L'oscillateur peut être utilisé pour une application de récupération d'énergie une fois avoir vérifiée la maîtrise des phénomènes instables par le critère de stabilité de Routh-Hurwitz puis après vérifié la cohérence des fréquences des deux physiques (similitude des oscillations). La suite de l'analyse s'attachera à optimiser le rendement énergétique du récupérateur d'énergie oscillant en adaptant le mouvement.

3.2.4 Synthèse des conditions de stabilité

Un modèle théorique (3.8) est développé dans la phase de pré-dimensionnement pour modéliser la dynamique de l'oscillateur hydro-aéroélastique lors du régime d'interaction fluide-structure. L'application de ce modèle dynamique montre que le réglage passif de couplages multi-physiques peut conduire à plusieurs types d'oscillations (stables ou instables) de différentes amplitudes , déphasages et orientations par le biais du choix de paramètres de l'oscillateur (L, b, k_1, k_2, c_1, c_2). Une analyse de la stabilité de l'oscillateur est rendue nécessaire, en l'absence de corrections de la trajectoire du concept de récupérateur d'énergie oscillant passif, pour conserver une dynamique et un transfert énergétique continu à exploiter. Cette forme d'autonomie est trouvée dans les mouvements oscillatoires auto-entretenus de l'aile par l'action de l'écoulement. En raison du nombre de paramètres élevé et de la complexité du système multi-physiques, ces solutions sont recherchées ici à l'aide d'une méthode numérique. La figure 3.10

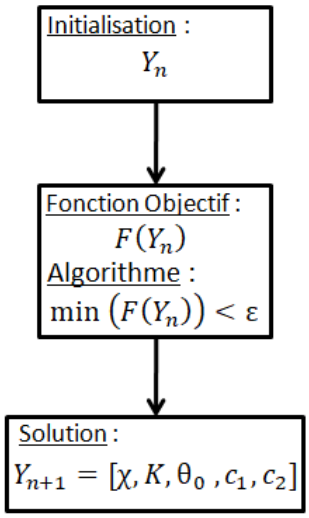


FIGURE 3.10 – Procédé itératif de la stabilité dynamique

illustre l'organigramme du procédé itératif. Dans ce cas, la fonction objectif $F(Y_n)$ est constituée des conditions de stabilité et de synchronisation qui imposent l'établissement des cycles limites d'oscillation.

$$F(Y_n) = (sign(D_1) - 1)^2 + (sign(D_2) - 1)^2 + (D_3)^2 + \left(sign(\tilde{k} - \tilde{k}_0) - 1\right)^2 + (K_c - K)^2$$

Ici $sign()$ renvoie au signe du contenu et K_c correspond à la fréquence réduite calculée de l'oscillateur qui est comparée à chaque itération, K_i , à la fréquence réduite itérée du sillage. Les fonctions D_n réfèrent aux critères de Routh-Hurwitz. L'optimisation est réalisée par le biais de la minimisation de la fonction objectif $F(Y_n)$ selon un algorithme d'optimisation.

3.2.4.1 Stabilisation des oscillations

L'application de cette méthode permet d'identifier la solution $Y_{n+1} = [\chi, K, \theta_0, c_1, c_2]$ nécessaire au dimensionnement de la raideur (k_1, k_2) et de la dissipation (c_1, c_2) de manière à conserver la stabilité de l'oscillateur. Le critère de Routh-Hurwitz est utilisé dans la fonction objectif, de la méthode itérative, pour assurer théoriquement cette stabilité. Cette méthode permet de déterminer la stabilité d'un oscillateur en analysant les propriétés des racines (σ) du polynôme caractéristique (3.70) d'un système amorti possédant peu de degrés liberté. Pour un système dynamique à deux degrés de liberté, le critère de stabilité devient

Fonction Objectif (Routh-Hurwitz) :

$$\begin{aligned} D_1(\chi^{(i)}, K^{(i)}, \theta_0^{(i)}, \tilde{k}^{(i)}, \tilde{c}_1^{(i)}, \tilde{c}_2^{(i)}) &= a_1 > 0 \\ D_2(\chi^{(i)}, K^{(i)}, \theta_0^{(i)}, \tilde{k}^{(i)}, \tilde{c}_1^{(i)}, \tilde{c}_2^{(i)}) &= a_1 a_2 - a_0 > 0 \\ D_3(\chi^{(i)}, K^{(i)}, \theta_0^{(i)}, \tilde{k}^{(i)}, \tilde{c}_1^{(i)}, \tilde{c}_2^{(i)}) &= a_1 a_3 a_2 - a_0 a_3^2 - a_1^2 = 0 \end{aligned}$$

A chaque itération la fréquence calculée de l'oscillateur stabilisé (par le critère de Routh-Hurwitz), telle que $Im(\sigma) = \omega = KV/(2a)$ doit être égale à la fréquence du modèle hydro-aérodynamique (itérée) fixant l'oscillation du sillage :

Fonction Objectif (Égalité des fréquences) :

$$K_c(\chi^{(i)}, K^{(i)}, \theta_0^{(i)}, \tilde{k}^{(i)}, \tilde{c}_1^{(i)}, \tilde{c}_2^{(i)}) = \frac{2a}{V}\sqrt{\frac{-a_1}{a_3}} = K^{(i)}$$

La résolution de ce problème d'optimisation est obtenue en utilisant un algorithme descendant de type simplex. L'inconvénient de ce cette méthode numérique est son extrêmement sensibilité aux valeurs initiales du fait de la multitude de minimum locaux.

3.2.4.2 Potentiel énergétique des oscillations

3.2.4.2.1 Apport énergétique du système non-amorti Le principe du récupérateur d'énergie oscillant repose sur la conversion de l'énergie cinétique associée aux mouvements instables en énergie utile extraite du système dynamique par une dissipation appropriée. Dans ce cas, l'instabilité est une source d'énergie à exploiter pour la production énergétique du concept d'hydro-éolienne oscillante. Le fonctionnement de ce concept revient à re-stabiliser la dynamique de l'oscillation, selon l'approche précédente basée sur le critère théorique de Routh-Hurwitz, pour récupérer l'énergie supplémentaire d'un mouvement initialement instable. La rigidité $\tilde{k} = k_2/k_1$ du système (3.67) est analysée pour introduire une forme d'instabilité au système dynamique. On observe l'apparition de l'instabilité du système dynamique non-amorti, dans la figure 3.8, par la présence de racines $Re(\sigma) \neq 0$ (pour $\tilde{k} > \tilde{k}_0$). Cette condition supplémentaire est incluse à la fonction objectif de l'optimisation numérique de façon à favoriser la production énergétique de l'oscillateur en considérant les racines du polynôme caractéristique (3.68) telles que :

Fonction Objectif (Instabilité du système non-amorti) :

$$Re\left(\sigma(\theta_0)\right) = Re\left(+\sqrt{\frac{-b_2 \pm \sqrt{b_2^2 - 4b_4b_0}}{2b_4}}\right) > 0 \Rightarrow \underline{\tilde{k}(\theta_0) > \tilde{k}_0}$$

La valeur de l'angle moyen θ_0 du bras oscillant est principalement utilisée dans la méthode itératif pour favoriser l'instabilité du système dynamique non-amorti comme le montre la figure 3.9.

3.2.4.2.2 Apport énergétique du système amorti On cherche à optimiser l'apport énergétique du système amorti malgré la contrainte de stabilité (3.71) imposée par le critère de Routh-Hurwitz. Dans ce cas, on s'intéresse aux performances hydro-aérodynamiques induites par le déplacement de l'aile lors des cycles d'oscillations stabilisés et synchronisés par les modèles précédents. La variable d'asymétrie χ (tirée de

(3.54)) est introduite au procédé itératif pour agir, en plus de la fréquence réduite K, sur l'incidence moyenne α_0 des oscillations asymétriques :

Fonction Objectif (Instabilité du système amorti) :

$$\alpha_0(K,\chi) = \frac{\chi - (Im(C(K)) + pIm(C_n(K)))}{Re(C(K)) - 2 - K/2}$$

de manière à optimiser la puissance hydro-aérodynamique générée par le mouvement. La connaissance de ce paramètre d'incidence permet ensuite de fixer les raideurs des ressorts k_1 et k_2 appliquées au système stationnaire (3.9) pour conclure le dimensionnement de l'oscillateur bi-articulé. En l'absence d'une condition d'optimisation théorique sur la puissance hydro-aérodynamique, la variable d'asymétrie χ est incluse dans une méthode d'optimisation supplémentaire visant à maximiser numériquement la production d'énergie du système amorti.

Chapitre 4

Étude CFD-IFS et validation du pré-dimensionnement

Sommaire

4.1 Outils de Simulation Numérique 75
4.1.1 Introduction 75
4.1.2 Outils de CFD classique 76
4.1.3 Co-simulation pour les Interactions Fluide-Structure (IFS) . . 80
4.1.4 Post-traitement 82
4.2 Application du Pré-dimensionnement 83
4.2.1 Quelques tendances attendues 83
4.2.2 Dynamiques inappropriées à la récupération d'énergie 84
4.2.3 Dynamiques propices à la récupération d'énergie 89
4.2.4 Compatibilité de la théorie de Couchet 92
4.3 Synthèse de l'analyse numérique 96

Le modèle théorique développé dans le chapitre précédent constitue un outil adapté à l'approche de pré-dimensionnement mais repose sur de multiples hypothèses qui limitent sa portée. C'est pourquoi la phase de dimensionnement est complétée par des simulations numériques qui peuvent confirmer ou invalider des comportements et des tendances prédites théoriquement. Cet outil numérique permet de résoudre avec précision les équations de la mécanique des fluides pour des contraintes de temps et de coûts raisonnables de calcul. L'utilisation des deux outils complémentaires est destinée à affiner et à simplifier la résolution du dimensionnement.

4.1 Outils de Simulation Numérique

4.1.1 Introduction

Les outils de simulation numériques (CFD) sont très souvent utilisés dans le secteur de la recherche et de l'industrie pour représenter les configurations d'écoulement complexe et les efforts fluidiques appliqués sur des ouvrages d'art ou des systèmes dynamiques en interaction avec un fluide. Cette approche vise initialement à épargner des essais expérimentaux coûteux pendant les phases de développement de concepts mais tend désormais à se suffire à elle même. L'affranchissement progressive des méthodes numériques résulte du fruit d'une recherche approfondie de la modélisation numérique

des phénomènes complexes comme la turbulence ou l'instationarité. La précision de ces méthodes est marquée par une bonne représentativité de l'évolution temporelle et spatiale d'un écoulement ainsi que des actions exercées par celui-ci sur la structure. La démarche réclame également des discrétisations temporelle et spatiale des méthodes numériques adaptées au comportement d'un milieu fluide continu. L'objet de cette étude est de configurer un outil de simulation numérique adapté à l'analyse des performances d'un convertisseur d'énergie éolien ou hydraulique. La particularité de ce concept est d'exploiter l'instationnarité des interactions fluide-structure pour alimenter en continu une génératrice. La difficulté est ici d'estimer numériquement mais avec réalisme la dynamique oscillatoire imposée par un couplage hydro-élastique, conséquente à une sollicitation fluidique donnée. Les oscillations liées au couplage hydro-élastique sont ici évaluées numériquement par une co-simulation couplant la mécanique des fluides et la dynamique d'un système articulé de façon à analyser la performance énergétique d'un concept de récupérateur d'énergie autonome, oscillant en interaction avec son environnement. Cet outil multi-physique permet de simuler simultanément les lois associées à la dynamique et les efforts d'un fluide ainsi que le déplacement hydro-élastique d'une structure articulée. Dans ce cas, l'action du fluide sur la structure immergée est obtenue par une approche de CFD classique et la réaction de la structure est modélisée par la dynamique du solides rigides.

4.1.2 Outils de CFD classique

Dans un premier temps, l'approche de CFD classique est appliquée de manière à obtenir les forces et le moment hydrodynamiques instationnaires contribuant au phénomène hydro-élastique. Cette approche essentielle nécessite de pouvoir représenter la dynamique et l'action d'un écoulement au contact du corps immergé. Numériquement, cette étape requiert l'utilisation d'un système d'équations aux dérivées partielles appliquées à un domaine discrétisé du fluide. Des termes supplémentaires sont ensuite ajoutés à ces équations pour représenter la complexité du fluide à proximité d'un solide mobile ou fixe.

4.1.2.1 La physique des écoulements

Les équations de Navier-Stokes se présentent comme un modèle éprouvé permettant de modéliser la dynamique d'un fluide dans un écoulement autour d'un obstacle. Sous sa forme première, ce système constitue un ensemble d'équations qui impose une conservation de la masse et de la quantité de mouvement (ρV), dans un espace bidimensionnel ou tridimensionnel, d'un fluide incompressible dont l' énergie propre est découplée de la dynamique de l'écoulement,

$$\frac{\partial}{\partial t}\mathbf{u} + \mathbf{u}.\nabla\mathbf{u} = -\nabla(p/\rho) + \nu\nabla.\nabla\mathbf{u} \quad (4.1)$$

$$\nabla.\mathbf{u} = 0 \quad (4.2)$$

avec $\mathbf{u}$ le vecteur vitesse du fluide à l'instant t, ρ la masse volumique constante, μ la viscosité dynamique telle que $\nu = \mu/\rho$ est la viscosité cinématique du fluide. Le fluide subit des actions de pression (p) et des efforts visqueux, durant son advection, qui sont représentées par les termes sources du membre de droite dans l'équation (4.1). L'action de la gravité est ici volontairement négligée dans ces équations par l'orientation verticale de l'aile détaillée dans le cahier des charges. La décomposition des

champs de vitesse en une quantité moyennée et fluctuante ($u_i = \bar{u}_i + u_i^{'}$) permet de faire apparaitre des termes moyens et fluctuants. Dans ce cas, la résolution des produits vectoriels $\mathbf{u}.\nabla\mathbf{u}$ s'obtient par un calcul exact dans l'ensemble du domaine (DNS) ou par une modélisation (RANS ou LES). Le choix de la résolution est imposé en général par le régime d'écoulement (laminaire ou turbulent) caractérisé par le nombre de Reynolds $Re = \rho V D/\mu$. L'approche exacte (DNS) est préférée pour de petits nombres de Reynolds d'écoulement alors que les écoulements plus turbulents requièrent un coût de calcul plus important. Dans cette étude, ces équations sont résolues par le logiciel StarCCM+ afin de déterminer la répartition de pression puis la performance hydrodynamique de l'aile. Cette donnée correspond à la première composante du couplage hydro-élastique identifiée dans la représentation du triangle de Collar (fig 2.1).

4.1.2.2 Méthode des Volumes Finis

La méthode des volumes finis est généralement utilisée en mécanique des fluides pour résoudre des équations aux dérivées partielles. En effet, les bilans des équations de Navier-Stokes forment un système conservatif qui nécessite un domaine d'application. Dans une représentation tri-dimensionnelle, ces équations sont appliquées à de petits éléments de volumes définissant un maillage du domaine. Ces volumes élémentaires sont formés à partir d'une discrétisation du domaine du fluide. Le choix de cette géométrie élémentaire est associé au principe de conservation en mécanique des fluides. Dans ce cas, la résolution numérique est réalisée par l'initialisation du système d'équations aux dérivées partielles par les données et le flux entrant dans le volume élémentaire. Les caractéristiques du fluide sont ensuite définies, pour chaque point de calcul du maillage des faces sortantes, en supposant la conservation des quantités scalaires d'un flux traversant un petit volume fermé Ω. Cette méthode est présentée par le théorème d'Ostrogradsky pour une formulation d'un système aux dérivées partielles

$$\underbrace{\frac{d}{dt}\int_{\Omega}\rho\zeta d\Omega}_{transitoire} + \underbrace{\int_{A}\rho\mathbf{u}\zeta d\mathbf{S}}_{flux} = \underbrace{\int_{A}Q\nabla\zeta d\mathbf{A}}_{diffusion} + \underbrace{\int_{\Omega}S_{\zeta}d\Omega}_{source}, \tag{4.3}$$

où ζ est une propriété scalaire transportée, ρ est la masse volumique du fluide, $\mathbf{u}$ le vecteur vitesse , A est un élément de surface, Q le coefficient de diffusion et S_{ζ} est un terme source. La conservation des flux à travers les volumes élémentaires permet d'aboutir à la quantité scalaire recherchée quelque soit le type de maillage (structurés ou non-structurés) du moment que le volume est fermé. Cette méthode est donc très adaptée à l'étude de géométrie complexe par le choix maillages non-structurés (Maillage hexaédrique, tétraédrique, ...) et augmente en précision pour un maillage structuré (Maillage hexaédrique). Le choix du schéma numérique appliqué au maillage joue un rôle important dans la dynamique du fluide puisqu'il introduit une source d'erreur numérique sur l'advection et la diffusion de l'écoulement [Lehnasch, 2014]. Pour un maillage structuré, moins couteux en temps de calcul mais moins adapté aux géométries complexes, des schémas décentrés à l'ordre 1 ou 2 sont généralement utilisés pour estimer numériquement l'évolution des gradients.

4.1.2.3 Discrétisation spatiale et conditions limites

Cette discrétisation du milieu de l'écoulement est spécifique à un type d'écoulement donné (laminaire, transitoire et turbulent) caractérisé par le nombre de Reynolds (Re). Un tel maillage a été testé et validé dans le cadre de l'investigation du vol battu de

micro-drones [Jardin, 2009] en régime laminaire. Cette étude a permis d'identifier un certain nombre de mécanismes aérodynamiques instationnaires appliqués à la sustentation en vol battu. Ces mécanismes instationnaires sont également attendus lors de l'étude de la performance énergétique d'un récupérateur d'énergie oscillant. Ces similitudes justifient ici l'application de la même discrétisation spatiale. Ce maillage est défini par deux domaines circulaires imbriqués entre eux et englobant une aile rectangulaire d'envergure $s = 0.4$m de corde $c = 0.2$m et de section Naca 0012. Le premier domaine cylindrique est destiné à représenter l'écoulement à proximité du maillage de l'aile, contenu dans un cylindre de rayon $r = 4 \times c$ tandis que le second domaine, de rayon $r = 15 \times c$, modélise l'écoulement lointain. Un total de 32256 ($n_x = 144$, $n_y = 224$, $n_z = 1$) et 6272 ($n_x = 56$, $n_y = 112$, $n_z = 1$) mailles structurées est respectivement réparti dans chaque domaine en conservant le maillage le plus dense à proximité de l'aile. Une transition progressive de la proportion des mailles et de l'isotropie est appliquée au maillage par un facteur d'expansion (1.02) et une non-orthogonalité moyenne (8°) de façon à réduire les erreurs de calcul numérique. Des conditions limites sont imposées

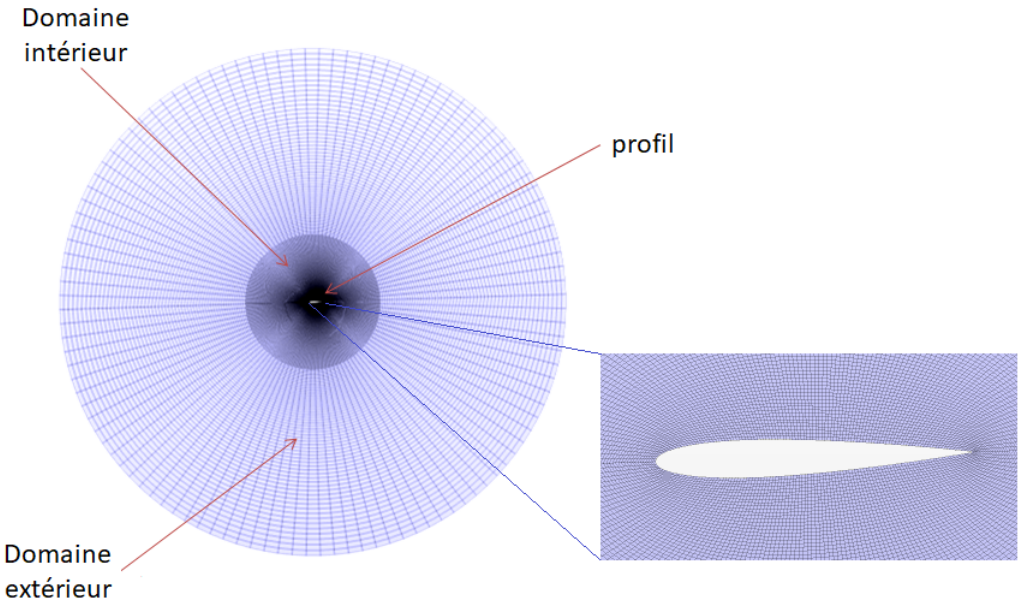


FIGURE 4.1 – Maillage de la base du domaine fluidique cylindrique et son zoom à proximité du profil

à la frontière du domaine fluide de façon à initialiser le calcul numérique. Le rayon de la région extérieure est jugé suffisamment grand pour limiter l'influence des conditions d'entrées et ne pas erroner la résolution numérique sur l'ensemble du domaine. Une vitesse $V = 1m/s$ est imposée, en entrée du calcul, de façon à correspondre à la vitesse de l'écoulement uniforme. Une condition de non-glissement est appliquée à proximité du maillage de la paroi de l'aile afin de modéliser un corps solide. Des conditions de symétries sont appliquées sur les deux bases du domaine fluide cylindrique pour borner le calcul numérique tridimensionnel et se rapprocher de la configuration du modèle théorique.

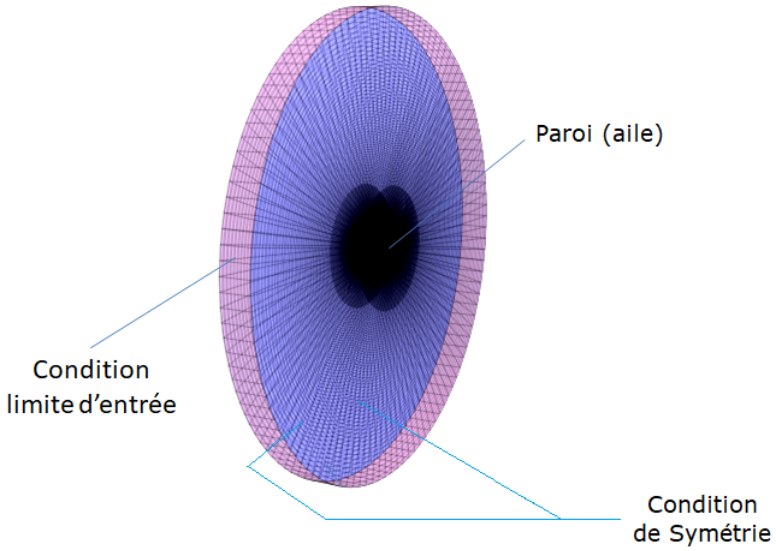


FIGURE 4.2 – Conditions limites appliquées au maillage

4.1.2.4 Discrétisation temporelle

L'échelle de temps est ensuite fixée à la dynamique du fluide à simuler. Dans ce cas, les gradients temporels des quantités scalaires et vectorielles impliquées dans les lois gouvernant cette physique sont déterminés numériquement par un schéma décentré amont d'ordre 1 (Euler implicite)

$$\frac{\partial \zeta(t_n)}{\partial t} = \frac{\zeta(t_n) - \zeta(t_{n-1})}{\Delta t} \tag{4.4}$$

ou par un schéma temporel d'ordre 2

$$\frac{\partial \zeta(t_n)}{\partial t} = \frac{1}{\Delta t}\left(\frac{3}{2}\zeta(t_n) - 2\zeta(t_{n-1}) + \frac{1}{2}\zeta(t_{n-2})\right) \tag{4.5}$$

avec t_n au temps à l'itération n et Δt est le pas de temps de la méthode numérique. Le choix de ces schémas est conditionné par l'erreur numérique associée du terme de diffusion. On peut limiter cette erreur numérique en dimensionnant le pas de temps Δt à partir du critère CFL (Courant-Fridrichs-Levy)

$$CFL = \Delta t \sum_{i=1}^{n} \frac{u_{x_i}}{\Delta x_i} \leq 1, \tag{4.6}$$

avec Δx_i l'intervalle des mailles et les vitesses associées u_{x_i} selon la direction i du domaine discrétisé de dimension n. Ce nombre sans dimension est contraint à une valeur inférieure à l'unité pour assurer la convergence des résolutions numériques.

4.1.2.5 Modélisation de la Turbulence

La physique de l'écoulement est numériquement simulée par les équations de Navier-Stokes. Idéalement, la résolution de ce système d'équations est réalisée exactement par DNS (Direct numerical simulation) afin de représenter avec fidélité la dynamique du fluide. Pour les hauts nombres de Reynolds, la turbulence de l'écoulement nécessite

l'application de modèles utilisés pour réduire le coût de calcul et faciliter la résolution des équations de Navier-Stockes Moyennées. On considère qu'un écoulement autour d'un profil d'aile, de faibles incidences, est entièrement laminaire pour un nombre de Reynolds $Re \leq 30\,000$. Selon Carmichael [1981], l'apparition de zones de décollement et de recirculation du fluide, pour $200\,000 \geq Re \geq 30\,000$, provoque la transition vers la turbulence d'une partie de l'écoulement au voisinage de l'aile. Au delà, $Re \geq 200\,000$, l'établissement de la turbulence dégrade la performance aérodynamique de l'aile. Ainsi les paramètres de l'étude (tab 4.1) justifient la prise en compte de modèles de turbulence pour le calcul CFD du récupérateur d'énergie oscillant. Le choix du

ρ	masse volumique	1000 kg/m^3
μ	viscosité dynamique	0.001 Ps
c	corde	0.2 m
V	vitesse	1 m/s
$Re = \rho V c/\mu$	Reynolds	200 000

TABLE 4.1 – Paramètres du calcul CFD

modèle de turbulence découle du meilleur compromis entre la précision et le coût de calcul que l'on souhaite apporter à la résolution de la dynamique du fluide perturbé. Or le phénomène d'interaction fluide-structure, essentiel à cette étude, consomme déjà un temps de calcul important. Ce coût du calcul peut être réduit en moyennant puis en modélisant entièrement les contraintes turbulentes des équations de Navier-Stokes. Le modèle de turbulence $k - \epsilon$ est un modèle empirique basé sur le transport de l'énergie cinétique turbulente k et de la dissipation ϵ qui est adapté à une résolution des équations de Navier-Stockes à moindre coût. Cet avantage est contrasté par une moins bonne modélisation des gradients de pression inverse et des zones de séparation de l'écoulement qui peuvent altérer la résolution des efforts instationnaires de l'aile oscillante. Dans le cas de l'étude CFD, le modèle de turbulence $k-\epsilon$ est toutefois choisi car idéalement ces phénomènes sont négligeables pour les dynamiques d'aile peu décrochées, cohérentes avec les oscillations de faibles incidences de la théorie de Couchet.

4.1.3 Co-simulation pour les Interactions Fluide-Structure (IFS)

L'objet de l'étude est de modéliser les phénomènes d'interactions fluide-structure d'un montage hydro-élastique de manière à concevoir le dimensionnement du récupérateur d'énergie oscillant. La première composante du couplage multi-physiques a d'ores et déjà fourni le torseur hydrodynamique de l'aile par le biais de l'approche CFD classique. L'analyse numérique de la structure souple (ou articulée) nécessite la prise en compte du reste du couplage multi-physiques. Ce modèle est destiné à prédire le déplacement de l'aile, à un instant t, conséquent à chaque sollicitation du fluide. La co-simulation IFS désigne le calcul simultané de ces deux modèles (du fluide et du système) mise en œuvre pour approcher numériquement la dynamique d'un corps en interaction avec son environnement fluidique.

4.1.3.1 Mouvements induits

L'instationnarité de l'écoulement (ou du solide) est comme la turbulence un élément supplémentaire qui complexifie la dynamique du fluide. La prise en compte de cette

charge de calcul supplémentaire est néanmoins indispensable pour l'analyse du concept d'hydrolienne oscillante quitte à négliger d'autres éléments couteux (la turbulence, la tridimensionnalité, ...). La première étape de la co-simulation IFS consiste à implémenter le couplage hydro-élastique de l'aile immergée dans un écoulement uniforme. Le déplacement de l'aile peut s'évaluer soit en adaptant le maillage (en déformant ou en superposant le domaine du fluide), soit en adaptant les vitesses relatives à la dynamique de l'aile d'un maillage non-déformable. Cette dernière solution est préférée ici pour l'économie du coût de calcul qu'elle représente par rapport aux autres méthodes de couplage. Les fonctionnalités d'interaction fluide-structure sont intégrées à l'environnement du logiciel CFD Starccm+ v11.040. Le solveur DFBI (Dynamic Fluid Body

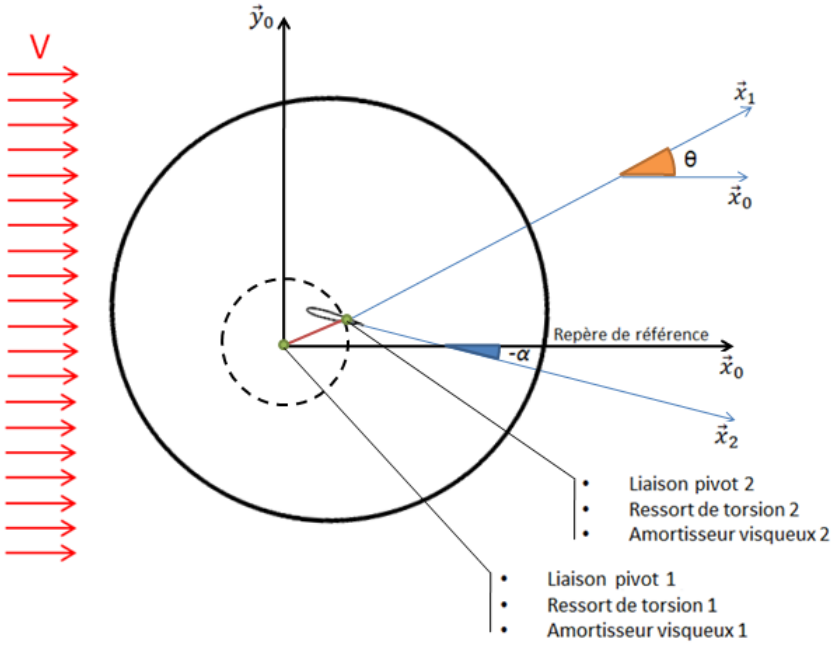


FIGURE 4.3 – Schématisation du modèle de co-simulation IFS réalisé par le solver DFBI de Starccm+

Interaction) permet d'estimer les dynamiques usuelles d'interaction fluide-structure de l'assemblage selon les différentes liaisons parfaites (pivot, plane, rotule, glissière, ...). Les conditions limites (valeurs d'entrée du calcul numérique) sont actualisées en continu pour correspondre à l'intensité et la direction de l'écoulement uniforme. Plusieurs couplages sont implémentées dans ce code pour couvrir toutes sortes d'interactions observées dans la nature (caténaire, élastique, dissipative, ...) à l'origine de dynamiques usuelles (rotation, translation, oscillation, ...). La modélisation dynamique plus complexe (tridimensionnelle) comprenant une infinité de degrés de liberté nécessite la co-simulation de plusieurs logiciels spécifiques (Abacqus, LMS Amsim, ...) avec le logiciel de CFD.

4.1.3.2 Couplage Hydro-aéro-élastique

Cet outil est jugé suffisant pour représenter la dynamique du concept d'hydrolienne oscillante conçu à partir de l'assemblage d'une aile rectangulaire indéformable et d'un bras oscillant. Les liaisons pivots de cet assemblage sont réparties de manière à limiter la dynamique du dispositif à un mouvement plan (bidimensionnel) d'oscillation (ou

rotation) à deux degrés de liberté (θ et α) qui est sensible aux couplages hydro-aéro-élastiques comme le flottement. Le modèle utilisé pour réaliser ce type de dynamique auto-alimentée par le fluide résulte du bilan des 3 composantes qui forment le couplage hydro-aéro-élastique du triangle de Collar (fig 2.1). L'approche de CFD classique a permis d'estimer la composante des forces hydro-aérodynamiques instationnaires calculées par les répartitions de pression et les efforts visqueux sur l'aile lors du mouvement. L'inertie d'un corps pesant est résolue par la mécanique newtonienne intégrée à la co-simulation IFS. Cette seconde composante s'ajoute à la précédente pour représenter un ensemble de forces responsables de l'auto-alimentation passive de l'oscillateur. Le réglage de la réaction mécanique de la structure est utilisé ensuite pour faciliter ou supprimer le couplage hydro-aéro-élastique. Le contrôle passif du système dynamique est assuré, dans cette étude, par les moments des ressorts de torsion et la dissipation d'amortisseurs visqueux localisés sur l'axe des liaisons pivots. Les lois de rappel ou de dissipation sont linéaires ou non-linéaires selon la complexité de la dynamique considérée. Ces actions sont linéarisées en considérant uniquement les composantes principales des raideurs k_1 et k_2 ainsi que les facteurs d'amortissement c_1 et c_2. Le choix de ces paramètres conditionne le type de couplage ainsi que les dynamiques de l'oscillateur (stationnaire, oscillation dynamiquement stable, oscillation instable, instabilité statique, intermittence, oscillation sinusoïdale ou non-sinusoïdale ...).

La figure 4.3 illustre la cinématique du maillage non-déformable utilisée dans le calcul du couplage multi-physiques. Dans ce montage chaque liaison pivot, utilisée pour réaliser le mouvement plan d'oscillation à deux degrés de liberté, est associée à la réaction mécanique des ressorts et d'amortisseurs. Le premier degré de liberté (θ) caractérise le déplacement du bras oscillant dans le repère de référence (O, $\overrightarrow{x}_0$, $\overrightarrow{y}_0$). L'incidence de l'aile (α) caractérise le second degré de liberté et la déviation des repères de l'aile (o, $\overrightarrow{x}_2$, $\overrightarrow{y}_2$) et la référence (O, $\overrightarrow{x}_0$, $\overrightarrow{y}_0$). Le couplage hydro-aéro-élastique est réglé dans le chapitre précédent par le modèle théorique. Cette phase de pré-dimensionnement théorique permet de faciliter la résolution du concept d'hydrolienne oscillant en imposant le couplage hydro-aéro-élastique désiré. La complémentarité de l'outil de co-simulation CFD avec le modèle théorique présente un intérêt dans l'optimisation de la performance énergétique du convertisseur d'énergie oscillant.

4.1.4 Post-traitement

La phase de post-traitement consiste à extraire toutes les données essentielles à analyser de la co-simulation IFS . L'étude porte sur les deux aspects de la co-simulation : l'excitation hydro-aérodynamique et les déplacements associées. On peut ainsi reconstituer le mouvement de l'oscillateur connaissant la cinématique du battement, les accélérations, les vitesses et déplacements angulaires des deux degrés de liberté (θ et α). La performance énergétique de l'oscillateur adoptant cette dynamique est également une donnée essentielle du post-traitement. La puissance hydrodynamique de l'oscillateur se définit à partir du produit scalaire du torseur de vitesse cinématique et du torseur des actions hydrodynamiques. Dans ce cas, les forces de trainée, de portance et le moment instantanés sont mesurés à l'issue de la résolution de la co-simulation à partir de laquelle est estimée la seconde composante à analyser : la puissance dissipée par les amortisseurs c_1 et c_2. La compréhension des phénomènes instationnaires mis en jeu par ces dynamiques est ensuite étudiée par l'évolution temporelle des champs de vitesse et de vorticité dans l'écoulement. Le stockage de l'ensemble de ces informations peut être

effectué automatiquement par l'utilisation de macros (Annexe D) dans l'environnement du logiciel de CFD.

4.2 Application du Pré-dimensionnement

L'outil de co-simulation numérique est appliqué au mécanisme de l'aile pour vérifier la dynamique oscillatoire de l'aile estimée par le pré-dimensionnement théorique. Les analyses conjointes (numérique et théorique) peuvent alors conduire à plusieurs catégories de mouvements hydro-aéro-élastiques propices ou inappropriés à la récupération d'énergie.

4.2.1 Quelques tendances attendues

Le pré-dimensionnement est basé sur un modèle simplifié du couplage fluide-structure intégrant la mécanique newtonienne et la théorie aérodynamique instationnaire de Couchet. Son application se révèle utile pour la conception du dispositif oscillant en présélectionnant les dynamiques (stables) intéressantes pour la production d'énergie. Afin de favoriser l'autonomie du convertisseur énergétique, ces dynamiques convergent nécessairement vers des oscillations auto-entretenues par le fluide : des cycles limites d'oscillation (LCO). On cherche ici à vérifier, par une approche CFD, les dynamiques configurées à partir du pré-dimensionnement théorique. L'étude du système non-amorti

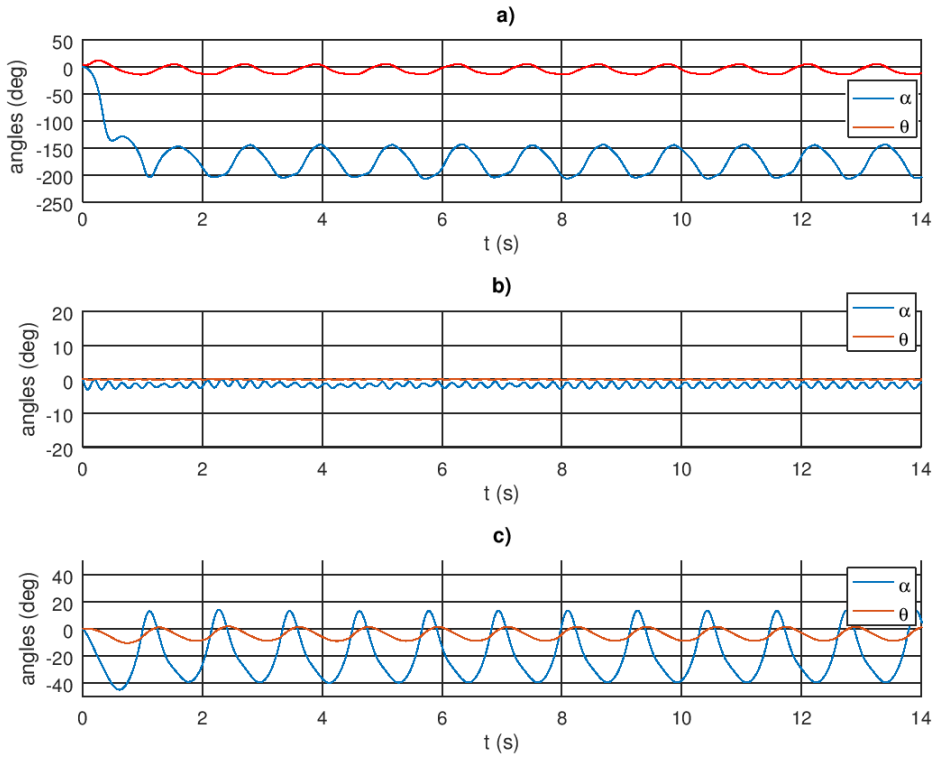


FIGURE 4.4 – Allures des degrés de liberté (θ et α) des couplages fluide-structure : a) Divergence statique b) Équilibre statique, et c) Oscillation auto-entretenue (résultats CFD)

(3.67) alerte sur les risques attribués à l'instabilité statique. Cette forme d'instabilité se caractérise par une défaillance structurelle causée par un manque de rigidité du dispositif. Cette dynamique est observée par le retournement de l'aile dans la figure 4.4 a). Les faibles raideurs détaillées dans le table 4.2 a) suffisent à expliquer la réaction mécanique de ce phénomène instable. A l'inverse une trop forte rigidité est à l'origine d'une dynamique vibratoire de faible amplitude. Ce comportement se rapproche de l'équilibre statique caractéristique de l'absence du couplage fluide-structure. Les raideurs détaillées dans le table 4.2 b) sont à l'origine de la dynamique vibratoire illustrée dans la figure 4.4 b). Ces deux premiers mouvements ne sont pas favorables à une production d'énergie continue du concept d'hydro-éolienne oscillant. Pour réaliser ce

	a)	b)	c)
L (m)	0.076354	0.076354	0.076354
b (m)	0.076354	0.076354	0.076354
k_1 (Nm/rad)	0.0063158	818.21	18.635000
k_2 (Nm/rad)	0.0317935	78.999	21.460000
c_1 (kgm^2rad/s)	0	20.316	8.067322
c_2 (kgm^2rad/s)	0	0	0.222211
α_0 (deg)	-	-3.1503	-17.4653

TABLE 4.2 – Caractéristiques des oscillations modélisées par le pré-dimensionnement

transfert énergétique l'oscillateur doit entreprendre une dynamique oscillatoire répétée générant un apport énergétique conséquent et continu. La dynamique auto-entretenue illustrée par la figure 4.4 c) est révélatrice du comportement d'un récupérateur d'énergie oscillant de façon asymétrique de fortes amplitudes.

4.2.2 Dynamiques inappropriées à la récupération d'énergie

Les dynamiques inappropriées à la récupérateur d'énergie sont dans un premier temps identifiées et corrigées pour présenter la faisabilité du concept d'hydro-éolienne oscillante basé sur les interactions fluide-structure.

4.2.2.1 Instabilité statique

Une instabilité statique se traduit par un mouvement brusque convergeant vers une position d'équilibre statique en diminuant progressivement la fréquence d'oscillation afin d'atteindre une valeur nulle.

4.2.2.1.1 Points d'équilibre statique

Les catégories des mouvements illustrés par les figures 4.4 a) et b) sont écartées du dimensionnement de l'hydro-éolienne oscillante soit par la forte instabilité soit par le faible potentiel énergétique (vibration) qu'elles génèrent. Les solutions $\tilde{k} >> \tilde{k}_0$ (fig 4.4 a) caractérisent une forme d'instabilité statique causée par un manque de rigidité du système oscillant et un déséquilibre du couplage masse-ressort non-favorable au maintien d'une oscillation continue. Ce déséquilibre contraint la dynamique de l'oscillateur à rejoindre un point d'équilibre stable à la suite du retournement complet de

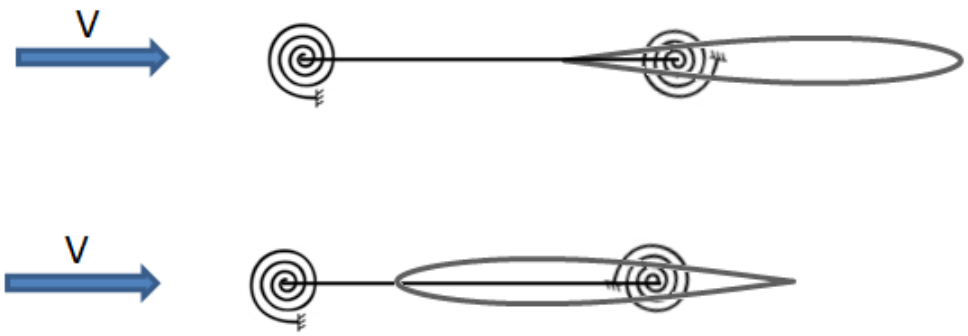


FIGURE 4.5 – Point d'équilibre stable et instable de l'oscillateur

l'aile ($\alpha = 180°$). Ce comportement est restreint dans la plupart des problèmes aéro-élastiques par la réaction mécanique de la structure comme le présente le cas de la figure 4.4 b). La raideur de la structure est alors choisie pour contraindre la dynamique de l'oscillateur à tendre vers une petite vibration au voisinage d'un point d'équilibre instable ($\alpha = 0°$). Le faible apport énergétique généré par les dynamiques convergeant vers les points d'équilibre de la figure 4.5 sont soigneusement évitées dans le dimensionnement du système oscillant.

4.2.2.1.2 Réglage du couplage masse-ressort

Les solutions distinctes de ces deux limites statiques (stabilité et instabilité) sont étudiées pour introduire des perturbations au système dynamique et éloigner l'oscillateur d'un des points d'équilibre statique. Cette instabilité est recherchée dans la phase de dimensionnement de l'oscillateur pour produire une source d'énergie cinétique à exploiter dans l'application de récupération énergétique. On utilise la raideur réduite $\tilde{k} = k_2/k_1$ telle que $\tilde{k} > \tilde{k}_0$ pour générer l'oscillation instable du système dynamique non-amorti (3.60). La figure 4.6 représente l'évolution des raideurs $k_1(\theta_0)$ et $k_2(\theta_0)$ associées à l'équilibre statique (3.10) utilisé pour régler l'asymétrie des oscillations. L'inégalité $k_2(\theta_0) > \tilde{k}\, k_1(\theta_0)$ assure l'instabilité du système dynamique non-amorti et le réglage de la raideur du système pour être favorable au domaine d'extraction d'énergie. Ce réglage du couplage est réalisé, pour une incidence moyenne donnée $\alpha_0 \neq 0$, par la variation de l'angle d'équilibre θ_0 du bras oscillant. Les points d'équilibres sont évités, par le dimensionnement des raideurs, de sorte à être distant des solutions $\theta_0 = 0°$ associées à une raideur k_1 très importante et $\tilde{k} >> \tilde{k}_0$ relatives à l'instabilité statique ($k_1 \mapsto 0$ et $k_2 \mapsto 0$).

4.2.2.2 Instabilités Dynamiques

Outre cette première forme d'instabilité statique, l'oscillateur peut subir d'autres types d'instabilité liés à une dissipation (et non plus une raideur) de la structure inadaptée au couplage hydro-aéro-élastique. Ces instabilités dynamiques se manifestent par une déstabilisation d'un équilibre dynamique (oscillation périodique). En l'état ces dynamiques sont inappropriées pour l'application de récupération d'énergie. Cependant le réglage de cette instabilité pourrait poser les bases d'un concept d'hydro-éolienne os-

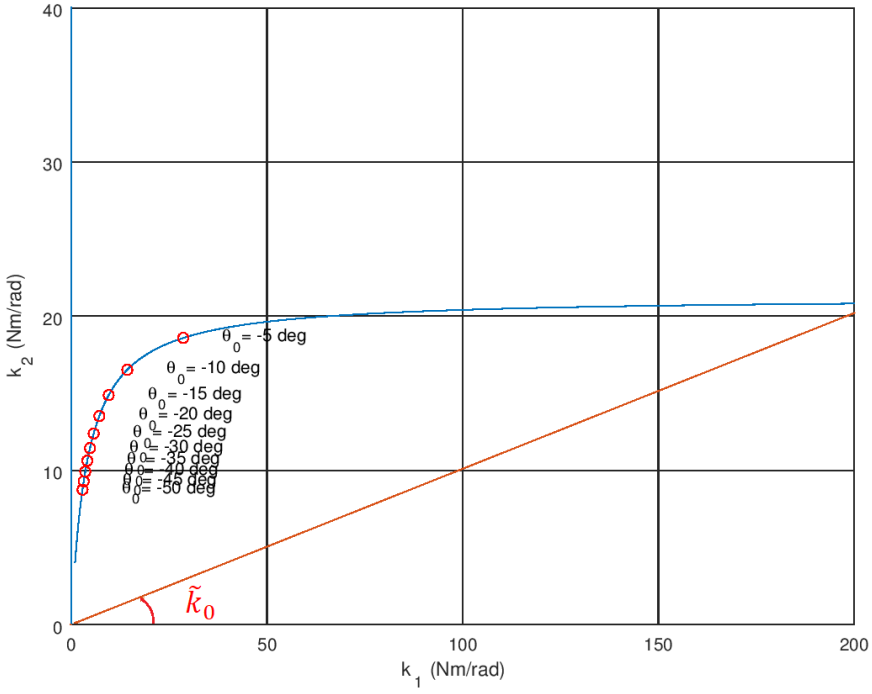


FIGURE 4.6 – Courbe d'équilibre $\alpha_0 = -6.0474°$ en fonction des raideurs (k_1 et k_2)

cillante dont l'énergie (cinétique et hydro-aérodynamique) à l'origine de l'instabilité dynamique est dissipée (transfert énergétique désiré pour le récupérateur d'énergie) de sorte à conserver un oscillateur autonome auto-entretenu par une interaction fluide-structure.

4.2.2.2.1 Phénomènes proches du flottement classique

Hémon [2006] présente une forme d'instabilité dynamique nommée flottement classique dont le couplage instable est initié par la fusion des racines d'un système dynamique. Le dimensionnement et le réglage d'un récupérateur d'énergie oscillant restreint énormément les configurations de l'oscillateur et de son environnement. Un phénomène instable plus général, proche de celui du flottement, est constaté en analysant l'évolution du signe des racines réelles d'un système oscillant. La figure 4.7 a) est réalisée en traçant les racines (σ) du polynôme caractéristique (3.70) associées au système dynamique amorti. Dans ce cas, la dynamique d'amplitude croissante de l'oscillateur (fig 4.7 b), mise en valeur dans le diagramme des racines de la figure 4.7 a), est inappropriée à la conception d'un récupérateur d'énergie oscillant passif puisqu'elle ne satisfait pas à la condition de périodicité nécessaire à l'autonomie du convertisseur énergétique. Cette instabilité se traduit par l'incapacité de la structure à dissiper et donc à accumuler l'énergie hydro-aérodynamique apportée par le fluide. De la même manière des solutions à partie réelle positive $Re(\sigma) > 0$ du diagramme des racines ne sont pas compatibles avec les solutions dynamiques recherchées pour le concept d'hydro-éolienne oscillante. Ce comportement instable peut être évité par une dissipation appropriée de l'énergie cinétique de la structure. Cette action revient à déplacer les racines instables de l'oscillateur sur l'axe des origines ($Re(\sigma) = 0$) et le reste des racines à partie réelle

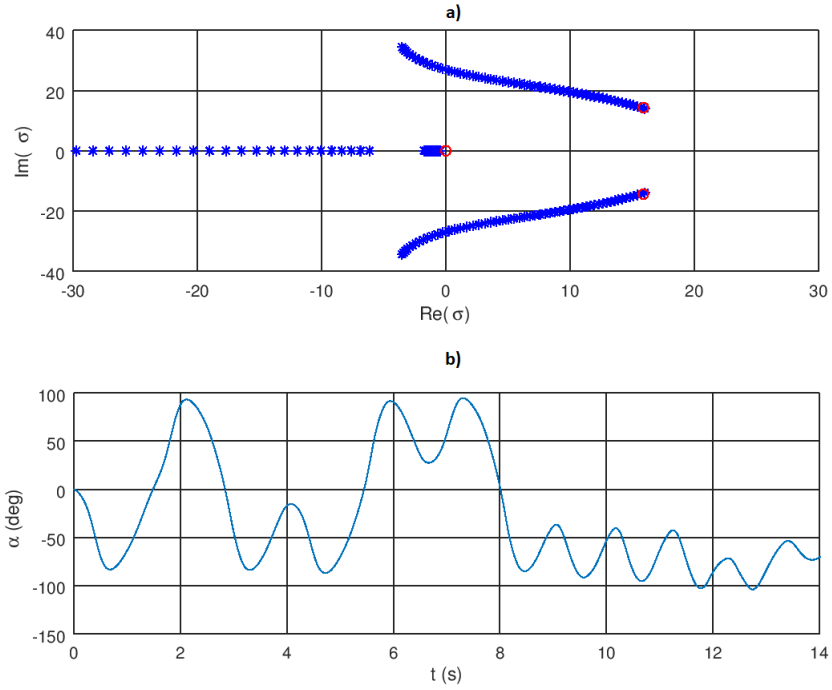


FIGURE 4.7 – Couplage instable et le diagramme des racines du système amorti

négatives ($Re(\sigma) < 0$) dans le diagramme de la figure 4.7 a) . L'utilisation du critère de Routh-Hurwitz est suggérée, dans le chapitre 3, pour régler de façon théorique la dissipation des générateurs électriques (c_1 et c_2) dans ce but et corriger l'instabilité dynamique.

4.2.2.2.2 Décrochage dynamique

Les non-linéarités d'un système dynamique sont d'autres facteurs à surveiller dans l'établissement du phénomène de flottement. Dans ce cas, l'analyse des racines du polynôme caractéristique (3.70) n'est pas suffisante pour expliquer l'instabilité dynamique. Le flottement de décrochage se distingue du flottement classique par l'ajout d'un décrochage dynamique de l'aile. L'hystérésis hydro-aérodynamique testé dans les expériences de Stüder [Fung, 1955] est utilisée pour expliquer cette instabilité. La figure 4.8 présente ce phénomène non-linéaire dans lequel les efforts de portance de l'aile varient selon la phases montante ou descendante des cycles d'oscillation. Le cycle limite (tab 4.3) de l'aile présenté dans cette figure est choisi pour sa concordance avec l'incidence caractéristique de phénomène de décrochage statique d'une aile section NACA 0012. Il se manifeste par un changement du comportement des forces de l'aile au long de la prise ou la diminution de l'angle d'incidence. En régime statique, la force de portance de l'aile varie linéairement pour des incidences inférieures à l'angle de décrochage ($\alpha_c < 10deg$) et non-linéairement au delà de cette limite. La discontinuité des lois hydro-aérodynamiques (linéaire et non-linéaire) de l'aile au voisinage du décrochage statique est facteur d'ajout de perturbation en régime dynamique. La prise en compte de plusieurs comportements hydro-aérodynamiques de l'aile peut introduire un effet non-linéaire qui modifie la dynamique d'aile durant les phases montante et descendante du cycle d'oscillation. Ce phénomène d'hystérésis devient problématique lorsque

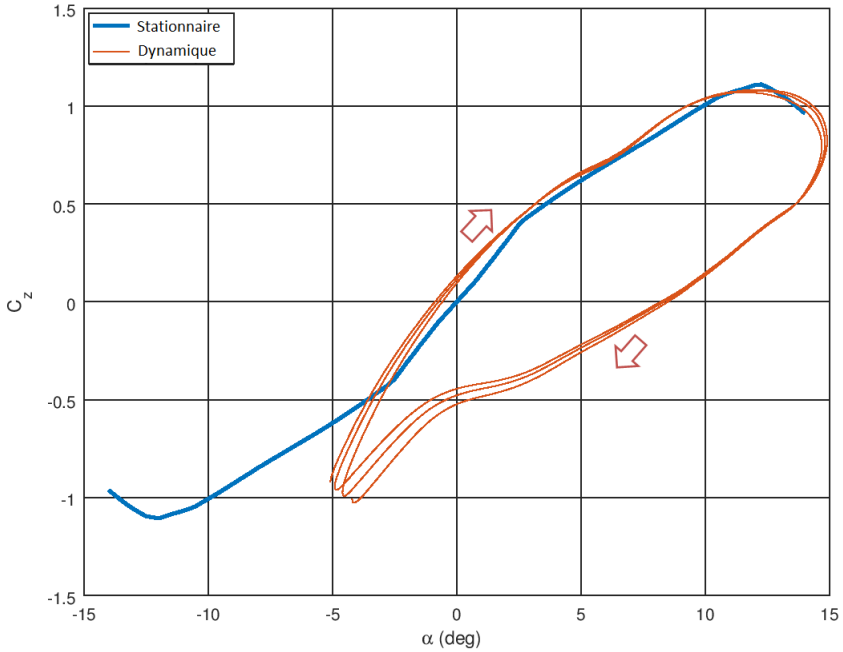


FIGURE 4.8 – Phénomène d'hystérésis du coefficient de portance C_z (résultats CFD)

les cycles d'oscillation de l'aile sont suffisamment impactés par les non-linéarités du système de façon à introduire des perturbations et causer une instabilité dynamique. Dans ces conditions, le flottement de décrochage complexifie la conception d'un récupérateur d'énergie oscillant. En effet, la prise en compte et la correction de ce phénomène comme une source d'énergie de l'hydro-éolienne oscillante nécessite l'application d'un modèle hydro-aérodynamique capable de modéliser le décrochage dynamique et la modélisation des effets non-linéaires du système dynamique. Malheureusement, la théorie de Couchet et le système dynamique linéarisé du mécanisme de l'aile oscillante ne sont pas adaptés à la modélisation de ces phénomènes non-linéaires. Ainsi cette forme d'instabilité est inexploitable pour le pré-dimensionnement d'un récupérateur d'énergie oscillant avec les outils développés dans le chapitre précédent.

L (m)	0.07635
b (m)	0.07635
c_1 (kg m^2 rad/s)	1.848312
c_2 (kg m^2 rad/s)	13.331449
k_1 (Nm/rad)	19.886571
k_2 (Nm/rad)	67.075878

TABLE 4.3 – Paramètres du cycle d'oscillation

4.2.3 Dynamiques propices à la récupération d'énergie

La présentation des dynamiques inappropriée à la récupérateur d'énergie permet de poser les bases de la conception d'un récupérateur d'énergie oscillant exploitant des couplages fluide-structure. Le principe consiste à extraire l'énergie associée aux mouvements instables proches du flottement classique de manière à re-stabiliser la dynamique et obtenir l'autonomie de l'oscillateur.

4.2.3.1 Sources d'énergie des oscillations

Une première source d'instabilité est apportée par les solutions du système non-amorti $\tilde{k} > \tilde{k}_0$ distinctes de l'instabilité statique ($\tilde{k} >> \tilde{k}_0$). Cette instabilité permet

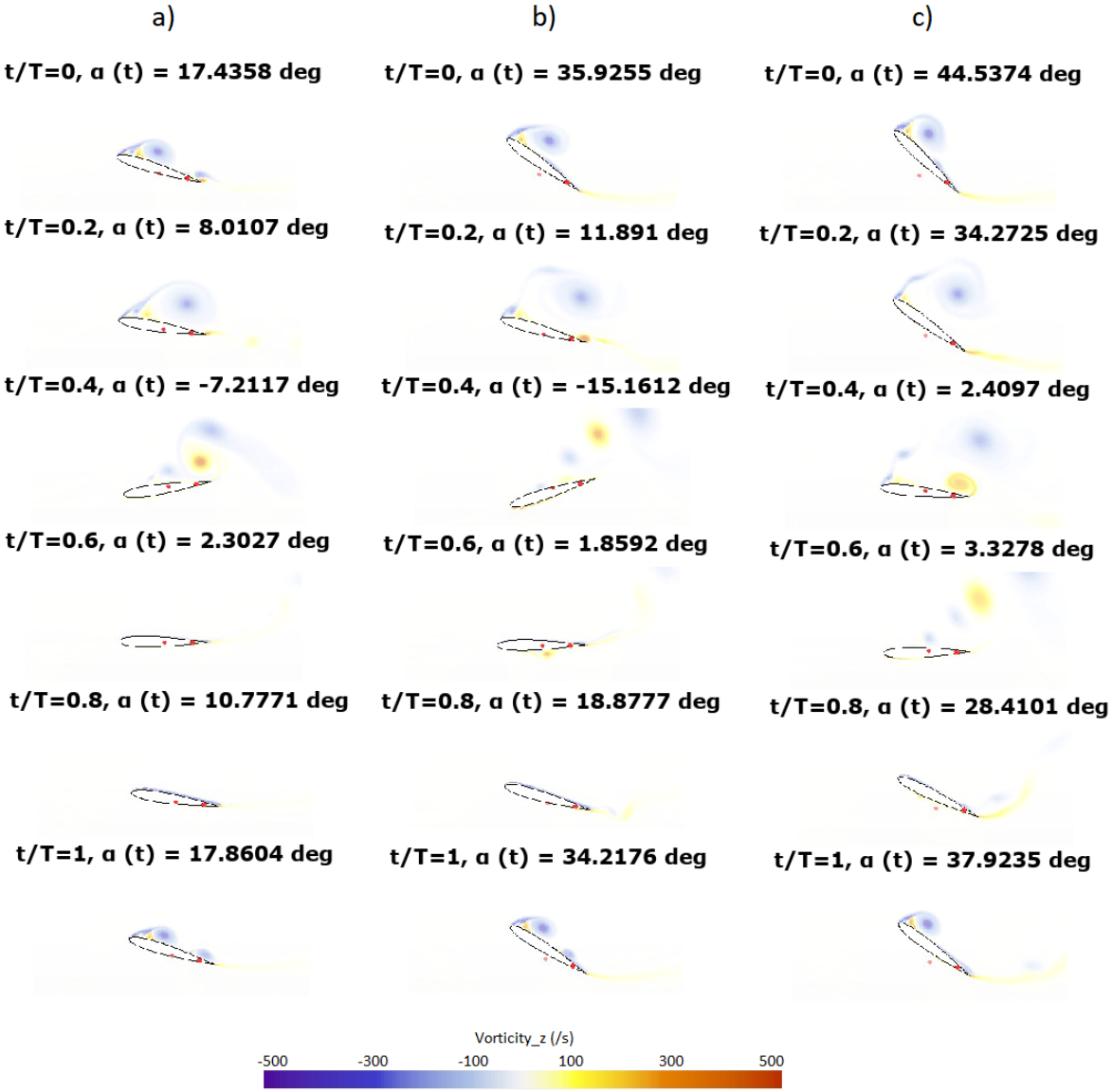


FIGURE 4.9 – Champs de vorticité (résultats CFD) : a) $\theta_0 = 2.0555°$ et $\alpha_0 = 6.0474°$; b) $\theta_0 = 3.4593°$ et $\alpha_0 = 11.1825°$; c) $\theta_0 = 6.8448°$ et $\alpha_0 = 20.9814°$

de maintenir une perturbation constante dans le but d'éviter l'amortissement des oscillations conduisant à un état d'équilibre statique. De manière similaire, les couplages

dynamiques peuvent être perturbés et éloigner l'oscillateur d'un équilibre dynamique (oscillation périodique). Cette instabilité, qualifiée de dynamique, se comporte comme une source d'énergie supplémentaire à exploiter pour la récupération d'énergie. Cette instabilité se caractérise par une oscillation d'amplitude croissante alimentée par l'action du fluide sur l'aile. Il est difficile de distinguer la contribution énergétique de chacune des deux instabilités étant donnée leurs influences. L'existence d'un couplage masse-ressort instable est nécessaire (mais pas suffisant) pour provoquer l'instabilité dynamique de l'oscillateur. Ces phénomènes résultent d'une dissipation inappropriée de la structure face aux diverses sollicitations hydro-aérodynamiques de l'écoulement. Le principe du récupérateur d'énergie oscillant repose sur la maitrise de ce phénomène instable par le biais d'un transfert d'énergie (dissipation). Le critère de Routh-Hurwitz (3.71), utilisé par le pré-dimensionnement théorique, permet de fixer les facteurs d'amortissement linéaires de générateurs électriques (c_1 et c_2) nécessaires à l'établissement d'une dynamique d'oscillation auto-entretenue. La figure 4.9 illustre les champs de vorticité calculés par l'outil de co-simulation CFD-IFS. Les paramètres des solutions dynamiques sont détaillées dans le tableau 4.4. Les raideurs des ressorts k_1 et k_2 sont déduites de la courbe d'équilibre de la figure 4.6 en fonction de l'angle moyen du bras oscillant θ_0. Ces couplages sont à l'origine de plusieurs oscillations asymétriques dont le rôle à la contribution énergétique est à vérifier. A l'exception des excentrations (de l'aile et du

	a)	b)	c)
L (m)	0.076354	0.076354	0.076354
b (m)	0.076354	0.076354	0.076354
c_1 (kgm^2rad/s)	4.9829	2.5360	6.0351
c_2 (kgm^2rad/s)	0.65476	0.96800	0.21566

TABLE 4.4 – Paramètres des cycles d'oscillation

bras oscillant), des raideurs et des dissipations, l'ensemble des données des simulations sont fixées dans le cahier des charges afin de faciliter la résolution du dimensionnement.

4.2.3.2 Réglage de la Stabilité dynamique

Le réglage de la stabilité du système est assuré par la dissipation des générateurs électriques. Le critère de Routh-Hurwitz (3.71) est utilisé dans le pré-dimensionnement pour définir le domaine de stabilité d'un oscillateur à plusieurs degrés de liberté. Ce comportement est analysé en théorie par l'évolution des parties réelles des racines $Re(\sigma)$ du système dynamique. La figure 4.10 illustre la variation de la stabilité selon le facteur d'amortissement $\tilde{c}_2$ sans dimension d'un système dynamique (3.66) sensible au phénomène de flottement. La stabilité de l'oscillateur est évaluée ici par l'évolution des racines (σ) du polynôme caractéristique associées au système amorti. Dans cette figure, une limite théorique est constatée par le changement de l'état de stabilité identifié par l'annulation des parties réelles des racines $Re(\sigma) = 0$. Cette limite coïncide avec la validation du critère de Routh-Hurwitz représentée par la figure 4.11. Ce critère théorique, développé dans le chapitre précédent, prédit la stabilité de l'oscillation d'un système de peu de degrés de liberté en vérifiant les conditions $sign(r_1) = sign(r_2) = 1$ et $sign(r_3) = 0$. Cette solution est identifiée dans le diagramme des racines par la valeur critique $\tilde{c}_2 = 2.28$. Au dehors de cette valeur critique, la présence de parties réelles non-nulles $Re(\sigma) \neq 0$ rend le système dynamique instable et sensible aux perturbations du

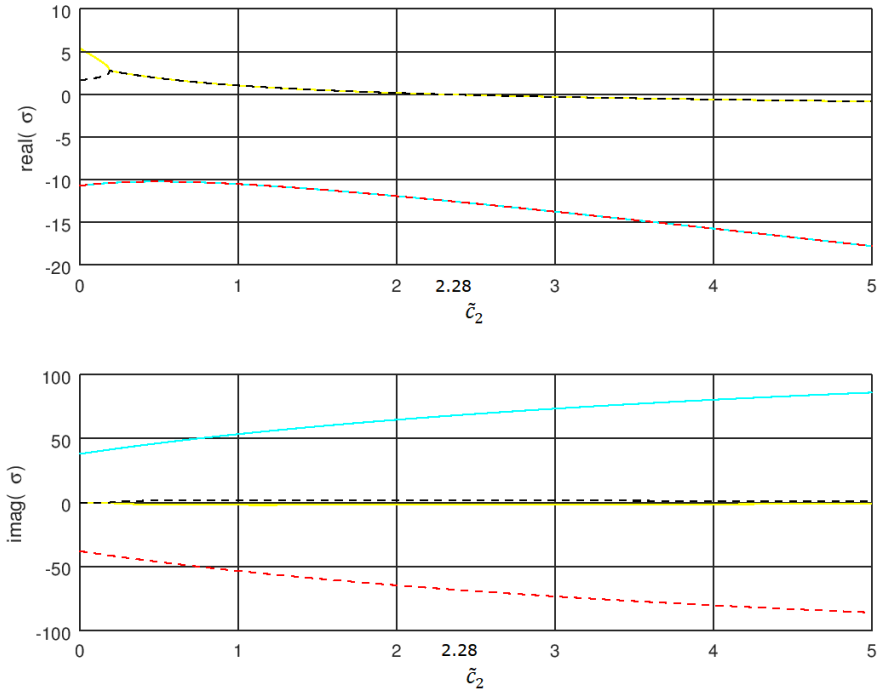


FIGURE 4.10 – Diagramme de racines réelles $Re(\sigma)$ et imaginaires $Im(\sigma)$ du système oscillant en fonction du paramètre de dissipation $\tilde{c}_2$

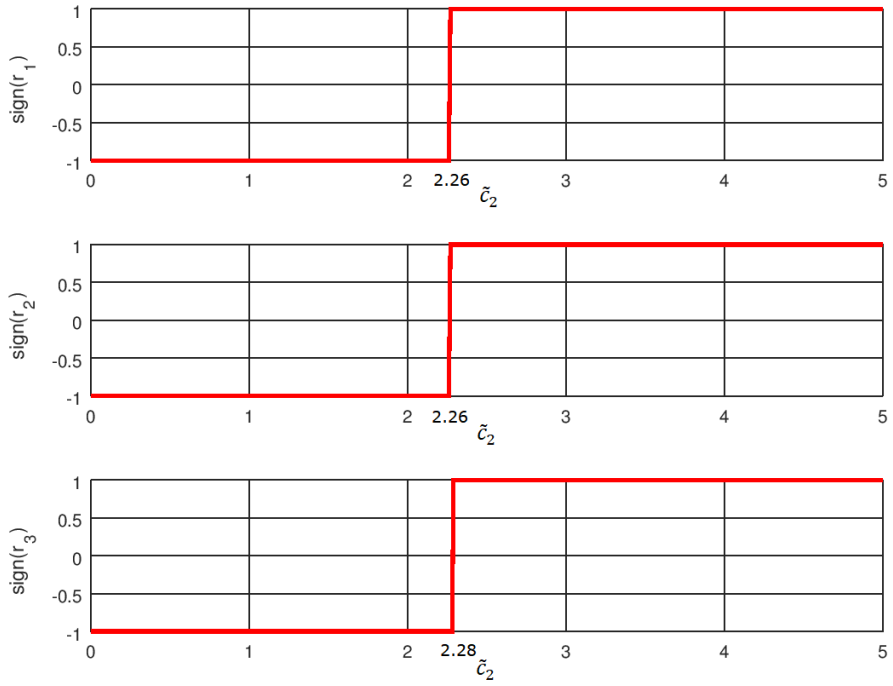


FIGURE 4.11 – Critères de Routh-Hurwitz en fonction du paramètre de dissipation $\tilde{c}_2$

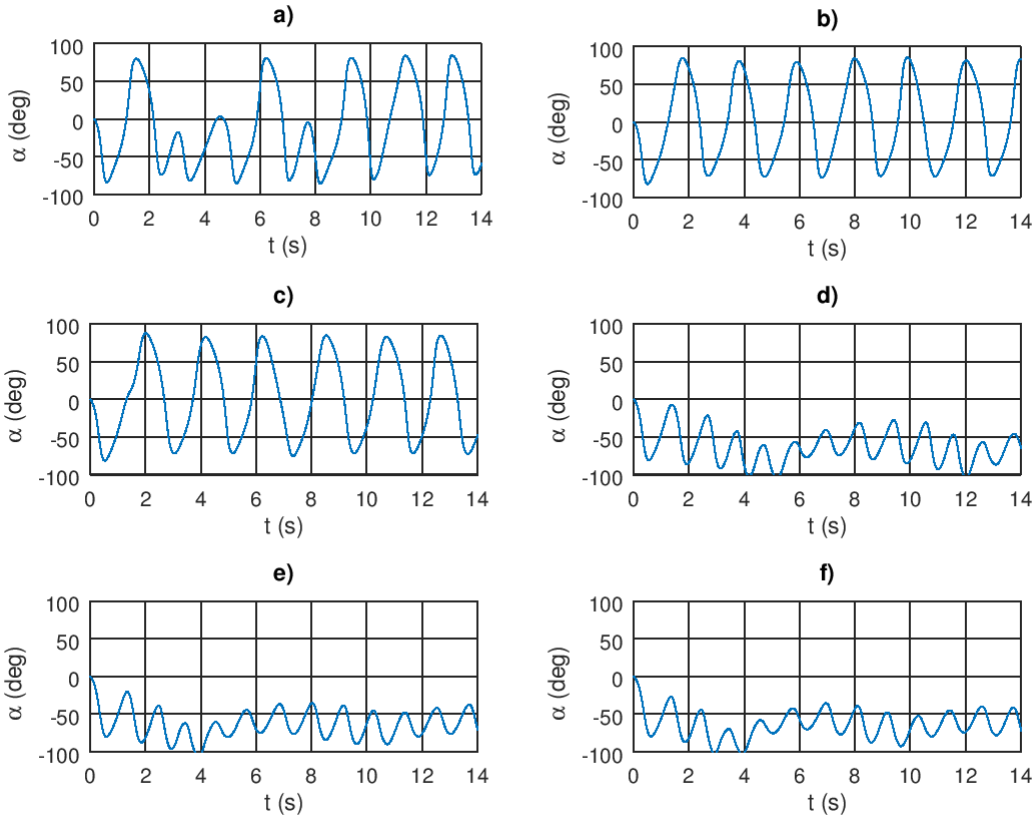


FIGURE 4.12 – Stabilité des oscillations de l'aile en fonction de la dissipation : a) $\tilde{c}_2 = 0.5$; b) $\tilde{c}_2 = 1.5$; c) $\tilde{c}_2 = 2$; d) $\tilde{c}_2 = 2.5$; e) $\tilde{c}_2 = 3.5$; f) $\tilde{c}_2 = 4.5$

système. La figure 4.12 présente certaines dynamiques du diagramme des racines qui diffèrent selon le réglage du paramètre de dissipation $\tilde{c}_2$. Les solutions des figures 4.12 b) et 4.12 c) possèdent les caractéristiques d'un système oscillatoire recherché par le critère de Routh-Hurwitz. Numériquement , elles interviennent toutefois pour des facteurs $\tilde{c}_2$ légèrement inférieures à la valeur critique $\tilde{c}_2 = 2.28$ déduite du modèle théorique. La présence des parties réelles positives $Re(\sigma) > 0$ contribue à déstabiliser le système oscillatoire. Cette tendance est présentée par les intermittences des oscillations de la figure 4.12 a) pour un facteur de dissipation faible $\tilde{c}_2 = 0.5$. L'oscillation devient de plus en plus instable au fur et à mesure que l'on désadapte la dissipation au système amorti dans les figures 4.12 d) , e) et f). Cette instabilité est caractérisée par le non-respect de la condition $sign(r_3) = 0$ (fig 4.11) qui empêche l'établissement d'une dynamique d'oscillation périodique en rendant les parties réelles des racines entièrement négatives $Re(\sigma) < 0$.

4.2.4 Compatibilité de la théorie de Couchet

4.2.4.1 Domaine d'application

On souhaite, dans la mesure du possible, maitriser les causes d'instabilité du couplage pour maximiser le rendement énergétique de l'oscillateur. Cependant, le prédimensionnement théorique à l'origine des choix des paramètres du couplage hydro-

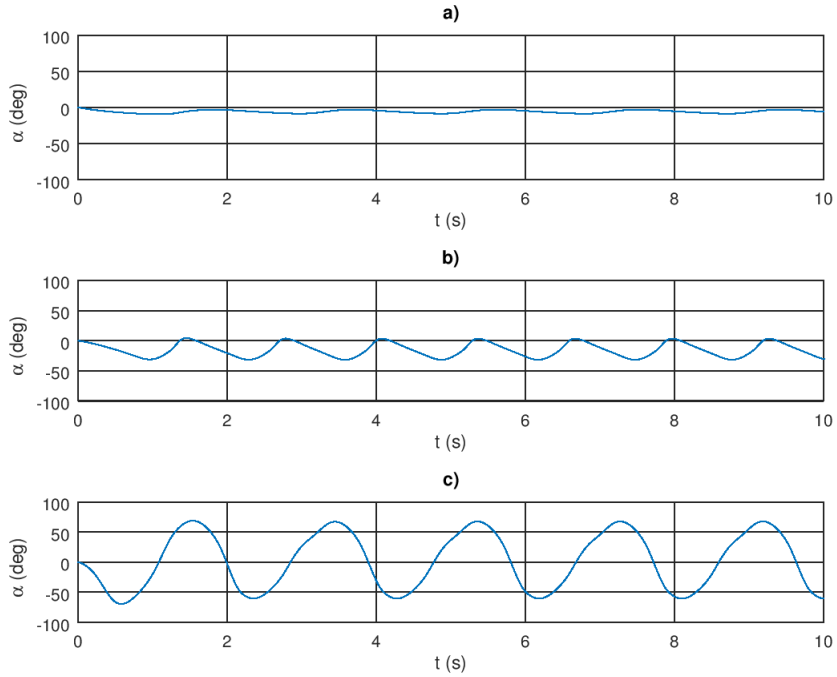


FIGURE 4.13 – Amplitudes maximum et minimum de l'incidence de l'aile $\alpha = \alpha_0 \pm \delta\alpha$: a) $\alpha = -4.76° \pm 2.94°$; b) $\alpha = -13.60° \pm 17.63°$ et c) $\alpha_0 = -0.35° \pm 63.55°$ (résultats CFD)

aéro-élastique est limité par les approximations utilisées dans la formulation du modèle. En effet, la représentation simplifiée du fluide (non-visqueux, irrotationnel, bidimensionnel, écoulement potentiel ...) et la linéarisation des efforts, dans la théorie, au voisinage de l'incidence moyenne $\alpha_0 \neq 0$ ne permettent pas toujours une estimation fiable du couplage dynamique. Cette source d'erreur sur la composante hydro-aérodynamique se répercute sur le dimensionnement des paramètres du couplage multi-physiques (raideurs et amortissement). Dans ce cas, un écart entre les estimations du pré-dimensionnement et les solutions calculées par l'approche numérique existe en raison du manque de compatibilité du modèle hydro-aérodynamique instationnaire. On s'intéresse ici à délimiter le domaine d'application du pré-dimensionnement au regard des limites de la théorie de Couchet. De manière générale, le pré-dimensionnement associé aux fortes amplitudes d'oscillations est peu compatible avec l'analyse numérique en raison des grandes valeurs d'incidences de l'aile. La complémentarité de l'approche CFD est d'autant plus importante pour classer la performance énergétiques des oscillateurs évoluant hors du domaine d'incidences compatibles avec la théorie. La théorie de Couchet permet d'estimer les fréquences d'oscillation et fournit une approximation raisonnable des efforts de portance pour les faibles incidences. Les figures 4.13 et 4.14 illustrent les dynamiques et les efforts attribués à différentes amplitudes d'oscillations. Au fur et à mesure de la prise d'incidence, un écart se forme entre les prévision de la théorie et les résultats de la simulation CFD. Les fortes incidences des figures 4.14 b) et 4.14 c) se traduisent par une sur-estimation de la force de trainée ou de portance théorique. Afin de limiter les causes d'erreurs dans le dimensionnement, le modèle théorique est uniquement employé pour définir les paramètres du couplage hydro-aéro-élastique nécessaires à la stabilité du mécanisme d'aile oscillante. Dans ce cas, la dynamique cal-

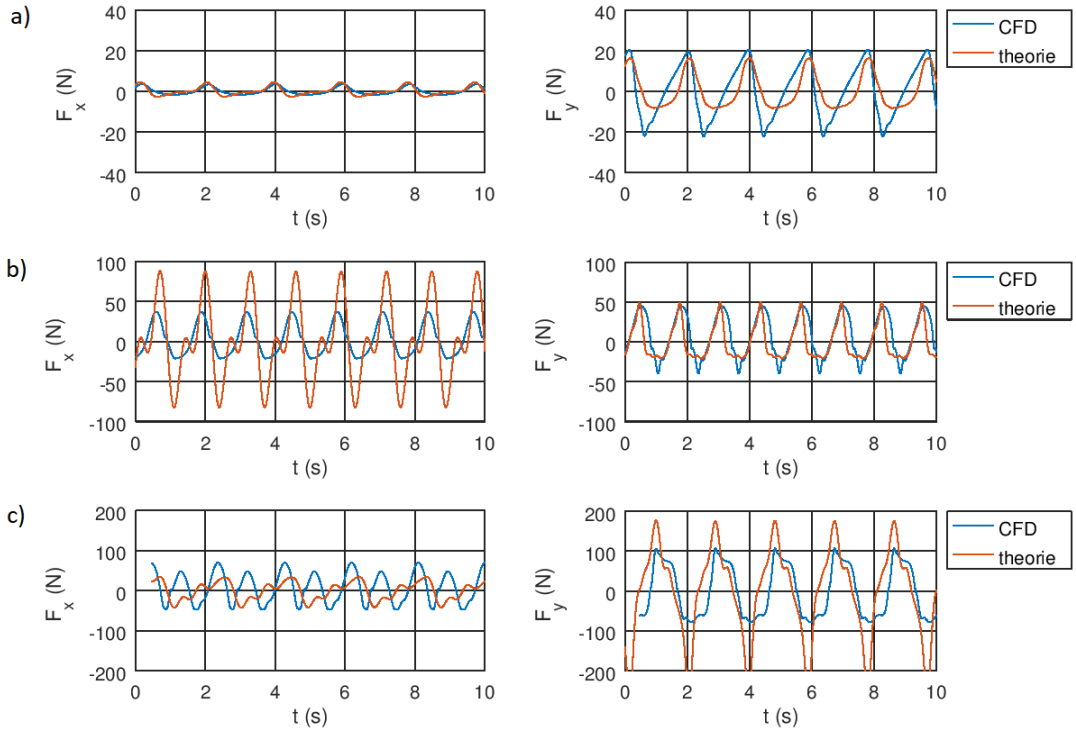


FIGURE 4.14 – Forces de trainée F_x et de portance F_y : a) $\alpha_0 = -4.76°$; b) $\alpha_0 = -13.60°$ et c) $\alpha_0 = -0.35°$ (résultats CFD et théoriques)

culée par l'analyse numérique (CFD) est privilégiée pour estimer les efforts, la puissance et l'efficacité énergétique de l'oscillateur de fortes amplitudes (incidences) d'oscillations.

4.2.4.2 Théorie de Couchet instationnaire

La théorie de Couchet est utilisée en complément de l'approche numérique CFD pour évaluer la performance du récupérateur d'énergie oscillant. On cherche ici à quantifier la correspondance entre ces deux approches.

4.2.4.2.1 Fonction de Couchet

La fonction de Couchet est définie de manière théorique pour évaluer l'impact du sillage sur les performances hydro-aérodynamiques d'une aile lors des mouvements d'oscillations périodiques observés par exemple dans certains types de phénomènes d'interactions fluide-structure. Cette fonction est numériquement recomposable à partir des efforts hydro-aérodynamiques instationnaires issus de la CFD ($F_p = F_x + iF_y$). Il est question ici d'adimensionner ces forces instationnaires par la force quasi-stationnaire ($F_{QS} = is\rho V\Gamma_{QS}$) théorique définie dans la théorie de Couchet [1949]. Cette force théorique se caractérise par l'extension de la portance de Joukowski pour un régime d'oscillation quasi-stationnaire. Lors d'un cycle d'oscillation de l'aile, la fonction de Couchet modifiée $D^*(K, p, \alpha_0)$ s'identifie par,

$$iD^*(K,p,\alpha_0) = -\frac{cov(X\ ,\ s\rho V\Gamma_{QS})}{var(s\rho V\Gamma_{QS})} + i\frac{cov(Y\ ,\ s\rho V\Gamma_{QS})}{var(s\rho V\Gamma_{QS})} \quad (4.7)$$

$$= -Im(D^*) + iRe(D^*) \quad (4.8)$$

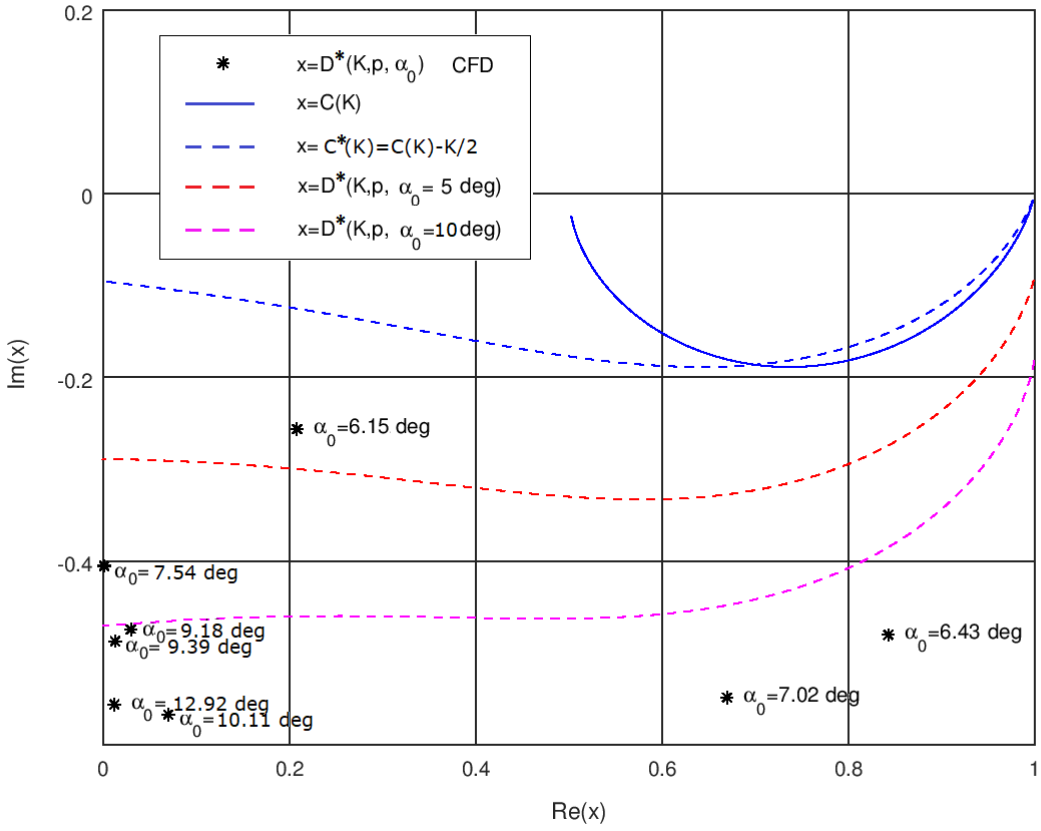


FIGURE 4.15 – Comparaison des fonctions de Theodorsen $C(K)$ et de fonction de Couchet $D^*(K, p, \alpha_0)$ avec la fonction de Couchet reconstruite à partir des résultats CFD

avec les covariances

$$\begin{aligned} cov(X, s\rho V\Gamma_{QS}) &= \frac{1}{N}\sum_{n=1}^{N}(X_n \,.\, s\rho V\Gamma_n) \\ cov(Y, s\rho V\Gamma_{QS}) &= \frac{1}{N}\sum_{n=1}^{N}(Y_n \,.\, s\rho V\Gamma_n) \end{aligned}$$

et la variance

$$var(s\rho V\Gamma_{QS}) = \frac{1}{N}\sum_{i=1}^{N}(s\rho V\Gamma_n)^2.$$

Ces opérations permettent de comparer les forces de trainée hydro-aérodynamique $X = F_x - F_{x_0} - F_{x_i}$ et de portance hydro-aérodynamique $Y = F_y - F_{y_0} - F_{y_i}$ estimées numériquement avec la force quasi-stationnaire (F_{QS}) afin d'identifier un facteur correspondant à la fonction de Couchet modifiée. Ces efforts se déduisent des fluctuations de la force issue des pressions autour de la valeur moyenne $F_{p_0} = F_{x_0} + iF_{y_0}$ auxquelles on soustrait les forces non-tourbillonnaires $F_i = F_{y_i} + iF_{y_i}$ provenant de l'interprétation de l'équation (3.52). On retrouve les tendances de la fonction de Couchet modifiée $D^*(K, p, \alpha_0)$, dans la reconstitution de la figure 4.15, à partir de l'approche

de simulation CFD. Cette étude confirme les prédictions du modèle théorique du comportement du sillage d'une aile dans un mouvement d'oscillation. De manière générale, le sillage d'une aile oscillante agit de manière à dégrader la force de portance théorique ($F_{QS} = is\rho V\Gamma_{QS}$). On remarque également que l'écart entre ces deux fonctions évolue d'autant plus que l'asymétrie α_0 est élevée. D'un point de vue énergétique, cette variable peut être utilisée pour optimiser la production d'énergie de l'oscillateur en modifiant la puissance hydro-aérodynamique générée par le mouvement de l'aile.

4.3 Synthèse de l'analyse numérique

L'analyse numérique (CFD) est utilisée en complément du pré-dimensionnement théorique pour préciser les performances hydro-aérodynamiques et les dynamiques de l'aile propres aux différents couplages. Cet outil numérique conjugue d'une part le calcul d'une plateforme CFD classique qui permet d'estimer les sollicitations du fluide et d'autre part les mouvements du mécanisme de l'aile oscillante associés à ces efforts. La difficulté consiste alors à imposer, à cette méthode numérique, une dynamique d'oscillation périodique de l'aile pouvant être exploitée pour une application de récupération d'énergie. Dans ce chapitre, de nombreuses simulation CFD sont testées pour analyser les solutions dynamiques favorisant l'autonomie du système oscillant passif et l'extraction d'énergie continue. Ces recherches ont toutes été secondées et facilitées par la résolution d'un modèle théorique approchant la stabilité de l'oscillateur hyro-élastique. Le critère de Routh-Hurwitz est employé dans ce modèle pour fixer la dissipation des amortisseurs visqueux (ou générateurs électriques) utile à la recherche des oscillations auto-entretenues de l'aile. La figure 4.16 rappelle la démarche utilisée par ce critère théorique pour assurer la stabilité du dispositif oscillant. Le non-respect du critère cor-

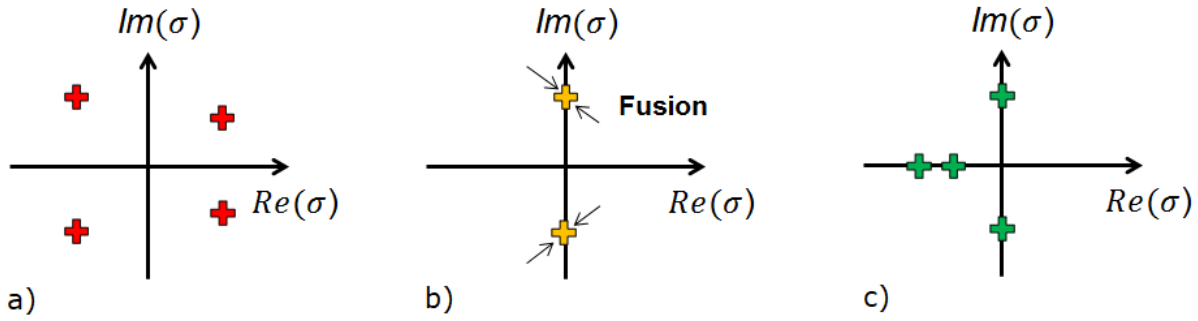


FIGURE 4.16 – Évolution de la stabilité du système aéroélastique : a) Phénomène de flottement instable b) Flutter critique c) Cycle Limite d'oscillation

respond à des dynamiques instables qui peuvent être expliquées par une répartition défavorable des racines (fig 4.16 a). Dans ces solutions, les oscillations d'amplitudes croissantes s'expliquent par la présence des racines complexes conjuguées à parties réelles positives. On peut corriger cette dynamique en dimensionnant la dissipation des amortisseurs visqueux (ou générateurs électriques) . Dans ce cas, la limite du phénomène aboutit à des oscillations périodiques à racines purement imaginaires (fig 4.16 b). La particularité de cette solution critique restreint grandement le dimensionnement du mécanisme oscillant. Dans ce cas, des solutions plus générales sont assurées par une répartition des racines particulièrement stables des modes d'oscillation du diagramme

de la figure 4.16 c). Cette composition conduit le système dynamique à des oscillations périodiques appelées des cycles limites d'oscillations (LCO) parfaitement modélisées par le critère de Routh-Hurwitz. L'utilisation de l'outil de co-simulation IFS, aidée d'un couplage favorable du modèle théorique, conduit systématiquement la dynamique de l'aile à une oscillation auto-entretenue dont l'apport énergétique est à quantifier et à optimiser pour la suite du dimensionnement du récupérateur d'énergie hydro-aéro-élastique.

Chapitre 5

Concept d'Hydrolienne hydro-élastique

Sommaire

5.1 Démarche d'Optimisation Énergétique 99
5.1.1 Intégration de l'étude de stabilité 99
5.1.2 Méthode d'optimisation 101
5.2 Discussion sur les solutions optimisées 105
5.2.1 Potentiel énergétique de l'oscillateur hydro-aéro-élastique . . 105
5.2.2 Optimisation du transfert énergétique 108
5.3 Développement du démonstrateur 111
5.3.1 Contraintes énergétique et structurelle 111
5.3.2 Conception du couplage hydro-élastique 112
5.3.3 Dessin d'un prototype expérimental 115

L'étude conjointe des outils théorique et numérique est essentielle à l'utilisation du phénomène d'interaction fluide-structure comme une source d'énergie. Les solutions de cette étude aboutissent à une dynamique d'oscillation auto-entretenue qui offre d'une part une forme d'autonomie du mécanisme de l'aile et d'autre part un transfert d'énergie continue. L'exploitation de cette source d'énergie "propre" et alternative aux sources d'énergies non-renouvelables est un enjeu important qui répond aux contraintes environnementales actuelles. L'optimisation des performances du concept est ici analysée par la recherche des mouvements adaptés à la récupération d'énergie. L'asymétrie des oscillations auto-entretenues est particulièrement étudiée pour maximiser le rendement de l'oscillateur. L'objectif de ce chapitre est de dimensionner un couplage hydro-élastique optimisé permettant de concevoir le prototype expérimental du concept d'hydro-éolienne oscillante.

5.1 Démarche d'Optimisation Énergétique

5.1.1 Intégration de l'étude de stabilité

L'approche de stabilité, développée dans l'étape de pré-dimensionnement théorique, est intégrée à la démarche d'optimisation afin de maximiser le rendement du récupérateur d'énergie. Elle est utilisée dans le développement de l'hydrolienne hydro-élastique

pour identifier les paramètres de raideur et de dissipation nécessaires à l'établissement d'une interaction fluide-structure continue. On retrouve en place centrale du logigramme de la figure 5.1, la démarche de stabilité de l'oscillateur issue du prédimensionnement théorique. Cette stabilité est assurée par les dissipations (c_1 et c_2) des générateurs électriques (ou amortisseurs visqueux) du système dynamique de façon à imposer un cycle limite d'oscillation. Le critère de Routh-Hurwitz, basé sur les propriétés du polynôme caractéristique, se prête bien à cette recherche mais moins à l'analyse énergétique de l'oscillateur en raison des nombreuses approximations du modèle théorique. Pour une meilleure exactitude, cette dernière est réalisée à l'aide

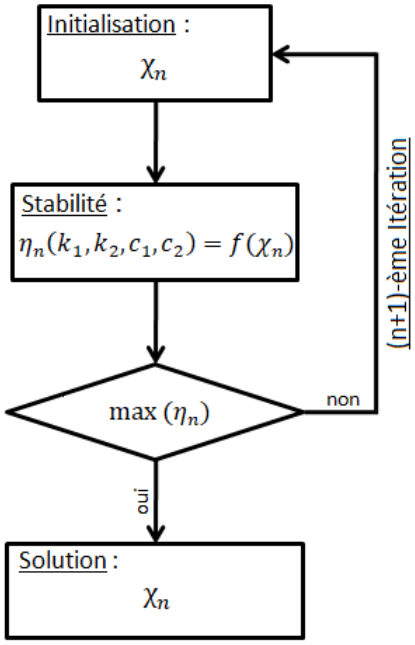


FIGURE 5.1 – Intégration de l'approche de stabilité dans la démarche d'optimisation

une approche numérique CFD dans le but de comparer et de maximiser l'efficacité énergétique η des configurations du récupérateur d'énergie oscillant. En pratique, la performance énergétique de ce type d'oscillateur peut être affectée par les amplitudes, le déphasage, la fréquence réduite (K) mais également par l'asymétrie $\alpha_0 = f(\chi, K)$ des oscillations de l'interaction fluide-structure. Ici on peut optimiser le gain énergétique de l'oscillateur hydro-élastique, par une méthode numérique non-linéaire, en remarquant que les caractéristiques de la dynamique du couplage multi-physique dépendent de la raideur réduite $\tilde{k} = k_2/k_1 = f(\alpha_0, \theta_0)$ où α_0 et θ_0 sont les angles moyens des oscillations de l'aile et du bras oscillant. Une méthode d'optimisation est imaginée sur la base du critère d'asymétrie (χ) défini par la théorie de Couchet (3.58). Le procédé itératif (fig 5.1) nécessite l'initialisation des variables (θ_0, K ,c_1 et c_2) afin d'aboutir à une solution d'oscillation auto-entretenue capable de maximiser la production d'énergie en variant l'asymétrie de la dynamique. La configuration finale de l'optimisation permettra de conclure sur le dimensionnement de l'hydro-éolienne oscillante efficace.

5.1.2 Méthode d'optimisation

L'optimisation numérique consiste à comparer et maximiser le rendement énergétique de l'oscillateur hydro-élastique par un procédé itératif. L'exécution de cette méthode nécessite l'ajustement des paramètres du système oscillant et une estimation précise des puissances extraites par les cycles d'oscillation à l'aide du post-traitement d'un calcul numérique CFD.

5.1.2.1 Critère d'optimisation

L'asymétrie et le critère théorique de Routh-Hurwitz imposent la stabilité, le mouvement de l'aile et la puissance hydrodynamique à extraire de chaque cycle limite d'oscillation. En pratique cette quantité est prélevée du système oscillant par le biais de la dissipation de générateurs électriques modélisés, dans le chapitre 3, par les coefficients d'amortissement visqueux c_1 et c_2. Lors d'un cycle d'oscillation de période T, la puissance moyenne dissipée et extraite du système hydro-élastique est

$$< P_{dis} >= \frac{1}{T}\int_{t_0}^{t_0+T} \left(c_1\dot{\theta}(t)^2 + c_2\dot{\alpha}(t)^2\right) dt \tag{5.1}$$

avec $\theta(t)$ l'angle du bras oscillant et $\alpha(t) = \theta(t) - \beta(t)$ l'incidence de l'aile. L'efficacité est un indicateur (sans dimension) de la performance qui caractérise la production énergétique de l'oscillateur. Elle est utilisée, dans cette étude, pour classer les configurations du système hydro-éolien. L'optimisation applique la définition de l'efficacité énergétique (η) de l'oscillateur comme la fonction objectif de la méthode numérique pour orienter l'évolution du procédé itératif (fig 5.1) et converger vers une solution optimum. Cette définition est introduite par Betz [1949] comme le ratio de la puissance dissipée (P_{dis}) et de la puissance hydro-aérodynamique disponible dans la section de l'écoulement en contact de l'hydro-éolienne.

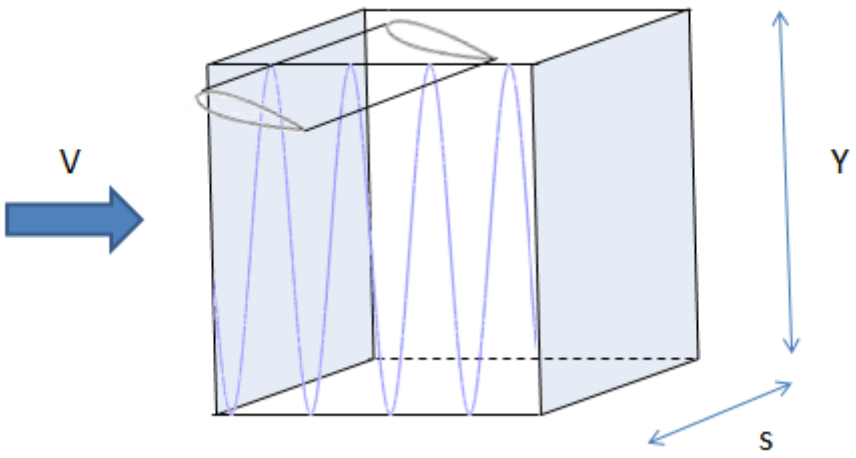


FIGURE 5.2 – Schématisation de l'énergie disponible à travers une section de passage ($Y \times s$) de l'écoulement

$$\eta = \frac{< P_{dis} >}{\frac{1}{2}\rho V^3 Y s} \tag{5.2}$$

La puissance disponible dans le fluide est calculée par le produit de la pression dynamique de l'écoulement ($1/2\rho V^2$), d'une surface de référence $Y \times s$ (section de passage de l'aile) et de la vitesse uniforme de l'écoulement (V). On définit la section de passage de l'aile, représentée dans la figure 5.2, à partir de l'amplitude de battement maximum (Y) du mouvement d'oscillation et l'envergure de l'aile (s). Pour une meilleure précision, la puissance dissipée (P_{dis}) et l'efficacité (η) du système sont calculées par l'outil de co-simulation numérique présenté au chapitre 4 et non par l'analyse du modèle théorique du chapitre 3. Cette condition implique l'exportation et le traitement des vitesses angulaires ($\dot{\theta}$ et $\dot{\alpha}$) ainsi que l'amplitude de battement (Y) pour chaque simulation numérique.

5.1.2.2 Paramètres d'optimisation

L'efficacité énergétique du récupérateur d'énergie varie en fonction de chaque couplage hydro-élastique du système oscillant. Dans ce cas, le réglage du couplage désiré s'obtient par le contrôle passif de la dynamique de l'oscillateur configuré par la dimension du bras oscillant (L), l'excentration de l'aile ($b \approx \Omega$), la rigidité des ressorts (k_1 et k_2) et la dissipation des générateurs électriques (c_1 et c_2). La méthode d'optimisation est contrainte par les données du cahier des charges afin de simplifier la résolution et réduire le nombre de paramètres du système itératif. Dans la suite du développement on considère la géométrie de l'aile rectangulaire (présentée par le cahier des charges expérimentales) de section NACA 0012, de corde $c = 0.2\,m$, d'envergure $s = 0.4\,m$ et de vitesse $U = 1\,m/s$, soit un nombre de Reynolds 200 000. Les distances excentrations

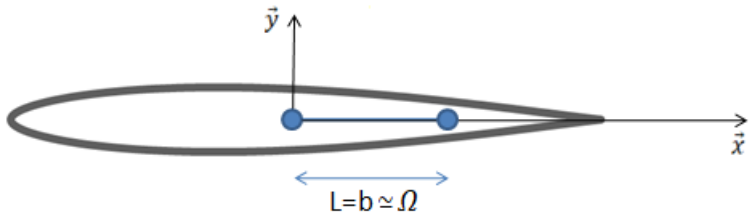


FIGURE 5.3 – Disposition des liaisons pivot du système oscillant telles que $\tilde{L} = L/b = 1$

du bras oscillant (L) et de l'aile (b) sont fixées selon le schéma de la figure 5.3 par le rapport $\tilde{L} = L/b = 1$, le rapport $\tilde{m} = m_2/m_1 = 1$ de la masse du bras oscillant m_1 et de la masse de l'aile $m_2 = 2$ kg de manière à simplifier la résolution du couplage hydro-élastique. Dans ce cas, le centre géométrique de l'aile, au repos, est confondu avec l'origine du repère de référence. Le couplage est ici validé pour un paramètre géométrique $L = b = 0.076$ m et une raideur $k_2 \geq 10 Nm/rad$ à l'issue de plusieurs simulations numériques concluantes. L'utilisation de ces données permet l'étude d'un mouvement d'oscillation sans craindre l'apparition du phénomène d'instabilité statique conduisant au retournement systématique de l'aile. La résolution du système à 4 variables d'ajustement (k_1, k_2, c_1, c_2) offre une large gamme de configurations contraintes par le respect

du critère de stabilité (Routh-Hurwitz). Cette condition assure le choix du jeu de paramètres provoquant l'oscillation périodique de l'hydrolienne. La maitrise de l'instabilité dynamique (flottement) est toutefois répercutée sur la dynamique auto-entretenue qui se traduit par l'asymétrie des oscillations de l'aile autour d'un angle d'équilibre $\alpha_0 \neq 0$. On peut estimer l'impact de l'asymétrie de l'oscillateur sur le sillage de l'aile en considérant la fonction de Couchet. L'optimisation du récupérateur d'énergie oscillant consiste alors à rechercher les solutions maximisant la puissance hydro-aérodynamique de l'aile en adaptant l'asymétrie (3.59) des cycles d'oscillation.

5.1.2.3 Théorie de Couchet instationnaire

La théorie de Couchet [1959] intègre la notion d'asymétrie des oscillations de l'aile pour se distinguer de la théorie développée par Theodorsen [1935]. Cette dernière a permis d'introduire la fonction de Theodorsen $C(K)$ pouvant modéliser l'action du sillage d'un profil d'aile oscillant symétriquement par rapport au sens de l'écoulement. L'écart des efforts hydro-aérodynamiques modélisés par ces deux théories est constaté, dans la figure 4.15, par la prise de l'asymétrie α_0. Cette composante influence assurément la puissance hydro-aérodynamique de l'aile à l'origine de la récupération d'énergie. On

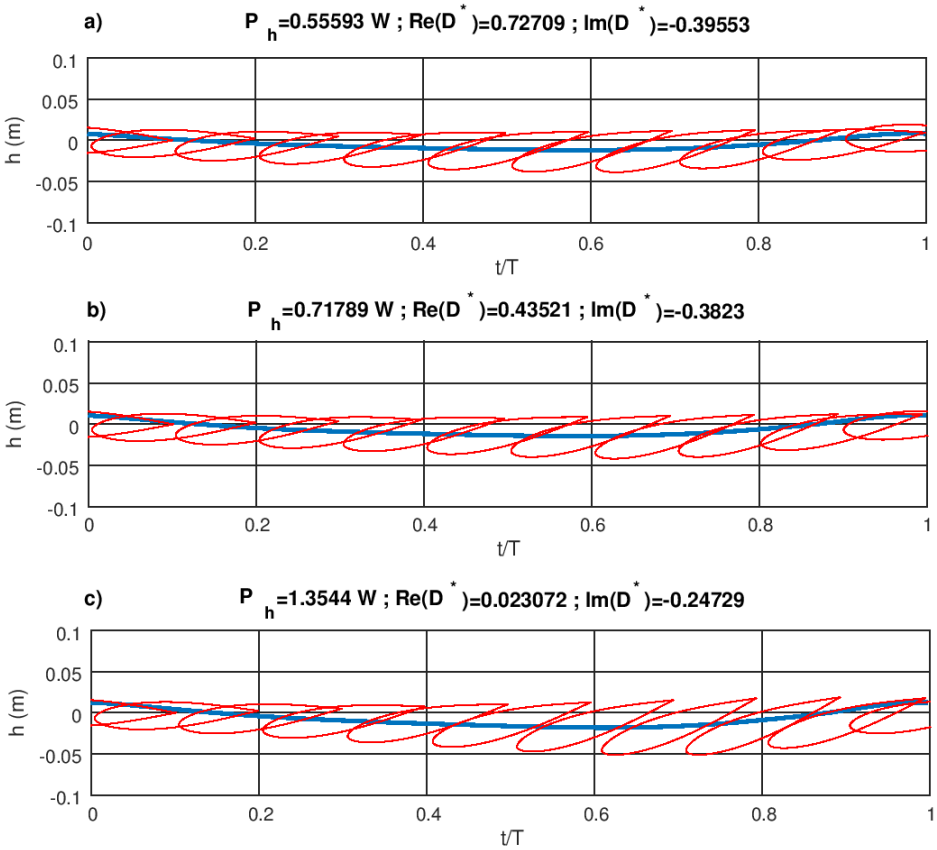


FIGURE 5.4 – Cycles limites d'oscillation de période T : a) $\alpha_0(\chi, p, K = 0.39) = 4.91°$, b) $\alpha_0(\chi, p, K = 0.39) = 5.68°$ et c) $\alpha_0(\chi, p, K = 0.45) = 7.74°$

définit cette puissance par :

$$P_h(t) = F_x(t)\lambda(t) + F_y(t)\mu(t) + M(t)\omega(t) \tag{5.3}$$

à partir des efforts $F_x\overrightarrow{x} + F_y\overrightarrow{y}$, du moment hydro-aérodynamique M, de la vitesse longitudinale λ, de la vitesse transverse μ et de la vitesse angulaire de l'aile ω définies dans le modèle hydro-aérodynamique du chapitre 3. L'apport énergétique du à l'interaction (asymétrique) de l'aile avec l'écoulement, est analysé par la fonction de Couchet qui modélise l'action du sillage induit par le déplacement de l'aile. Les efforts de l'aile sont imputés des fonctions $Re(D^*) < 1$ et $Im(D^*) = \chi \neq 0$ puisque ce type de dynamique produit généralement un sillage ($\delta\Gamma \neq 0$). Dans ce cas, on peut optimiser la puissance hydro-aérodynamique de l'aile en modifiant les efforts induits par le sillage $F_x = -s\rho V\delta\Gamma Im(D^*(\alpha_0, p, K))$ et $F_y = s\rho V\delta\Gamma Re(D^*(\alpha_0, p, K))$ en fonction de la variable d'asymétrie χ des oscillations de l'équation (3.59). Le premier cycle d'oscillation $Re(D^*) = 0.73$ et $Im(D^*) = -0.39$ (fig 5.4 a) est, parmi ces 3 dynamiques, la solution qui se rapproche le plus du régime quasi-stationnaire ($Re(D) = 1$ et $Im(D) = 0$) toute en restreignant le plus la puissance générée ($< P_h >= 0.56$ W). En s'éloignant du régime d'oscillation quasi-stationnaire, le sillage produit par les oscillations asymétriques contribue à augmenter la puissance motrice de l'aile $< P_h >= 0.72$ W (fig5.4 b) et $< P_h >= 1.35$ W (fig 5.4 c). L'asymétrie des oscillations se révèle un facteur essentiel pouvant expliquer le gain énergétique de l'oscillateur hydro-élastique.

5.1.2.4 Asservissement de la méthode d'optimisation

La recherche des solutions optimisées est réalisée par un processus itératif initialisé par les données d'entrée du problème numérique. Un algorithme est choisi pour estimer les paramètres du couplage, à l'origine du contrôle passif, de façon à maximiser l'efficacité (η) du système oscillant estimée par le biais d'un calcul CFD. L'asservissement de l'outil de co-simulation numérique utilisé dans l'analyse énergétique de l'oscillateur est présenté dans cette partie.

5.1.2.4.1 Algorithme d'optimisation L'algorithme de la boucle d'optimisation est basé sur une dichotomie du nombre d'or de façon à minimiser la fonction objectif de la méthode numérique. L'intérêt principal de cette méthode unidirectionnelle est de borner le domaine d'étude du paramètre d'asymétrie à analyser. Dans ce cas, le paramètre d'incidence moyen (α_0) est borné par les valeurs du critère de calage (χ) selon l'équation (3.58). La fonction objectif de l'analyse énergétique du problème d'optimisation est fixée telle que $f(\chi) = 1/\eta$ dont un minimum est recherché parmi les bornes $\chi = Im(D^*) = [A = -0.5; B = 0.5]$ du domaine d'étude. A chaque itération, la méthode numérique calcule une distance $D = \Phi(B - A)$ basée sur le nombre d'or $\Phi \approx 0.618$. Le sens d'évolution de la dichotomie est fixé par la comparaison des solutions $f(A + D)$ et $f(B - D)$. Les solutions de l'algorithme convergent pour $\| f(A + D) - f(B - D) \| < \epsilon$ lorsque l'écart de la fonction objectif entre les bornes ($A + D$ et $B - D$) est inférieur à une tolérance (ϵ) fixée par la méthode numérique. Un complément d'information sur cette méthode est disponible dans la documentation de la fonction $fminbnd$ du logiciel Octave (User-Guide [Octave]).

5.1.2.4.2 Procédé d'automatisation La résolution de la méthode d'optimisation est commandée par l'algorithme et l'exportation des solutions de l'outil de co-simulation

IFS. Cette étape nécessite l'asservissement du logiciel de CFD et le calcul de la performance énergétique de l'oscillateur. L'automatisation de ce processus est présentée dans cette partie. Pour chaque itération, elle nécessite l'actualisation des paramètres d'excentrations (L et b), des raideurs (k_1 et k_2) et des amortissements (c_1 et c_2) dans le logiciel de CFD de façon à simuler les dynamiques d'interaction fluide-structure. Cette tâche est simplifiée par les fonctionnalités du logiciel Starccm+, qui permettent de paramétrer les configurations du calcul numérique en fonction de commandes exécutées depuis un environnement extérieur au logiciel de CFD. Des macros sont utilisées pour relier les deux environnements. Une première macro est rédigée à partir des paramètres sélectionnés par l'algorithme d'optimisation pour chaque itération. L'exécution de la *macro* 1 (Annexe D.1) permet d'appliquer ces paramètres au logiciel de CFD par le biais de l'outil *Paramètres* de l'environnement de calcul. La modification des dimensions de l'oscillateur est réalisée par l'exécution d'une seconde macro (Annexe D.2) à partir des nouveaux paramètres. Pour terminer, après avoir lancé le calcul numérique par la commande *run*, les données simulées sont enregistrées dans un fichier texte par l'utilisation d'une troisième macro (Annexe D.3). La synchronisation de ces 4 exécutions est effectuée par une commande *batch* présentée dans l'expression (5.4),

$$\underbrace{starccm+ < licence > -batch}_{configuration} \underbrace{< macro1 >, < macro2 >, run, < macro3 >}_{commandes} \underbrace{filename.sim}_{destination} \tag{5.4}$$

Cette commande peut être exécutée depuis un environnement extérieur au logiciel Starccm+. Le logiciel *Octave* est utilisé pour implémenter l'automatisation du procédé d'optimisation numérique en fonction de la stabilité (des oscillations) approchée par le critère théorique de Routh-Hurwitz.

5.2 Discussion sur les solutions optimisées

Le potentiel énergétique de chaque oscillateur est évalué dans la boucle d'optimisation en modifiant les contributions du sillage via la variable d'asymétrie χ contenue dans la fonction de Couchet $D^*(K, p, \chi)$. L'exécution du procédé itératif d'optimisation donne lieu à des tendances qui peuvent expliquer le rôle de l'asymétrie dans la production d'énergie de l'oscillateur.

5.2.1 Potentiel énergétique de l'oscillateur hydro-aéro-élastique

5.2.1.1 Système sur-contraint

Les dynamiques fortement amorties sont principalement recherchées dans la démarche d'optimisation énergétique de façon à favoriser le transfert énergétique du récupérateur d'énergie. Ces dynamiques de faibles amplitudes coïncident avec les mouvements de faibles incidences prédits par la théorie de Couchet. Les performances hydro-aérodynamiques du sillage induit par l'aile oscillante sont alors sensibles à l'asymétrie du mouvement selon (3.59). La figure 5.5 illustre l'évolution de la puissance motrice pour plusieurs configurations d'oscillations non-symétriques de l'aile. L'illustration montre la capacité des oscillateurs à produire de l'énergie sur la majeure partie des cycles oscillatoires (de période T). On peut décomposer les dynamiques asymétriques (fig 5.5 a) en 2 phases distinctes sur un cycle d'oscillation de période T : la phase montante $t/T = [0; 0.6]$ et la phase descendante $t/T = [0.6; 1]$. La particularité

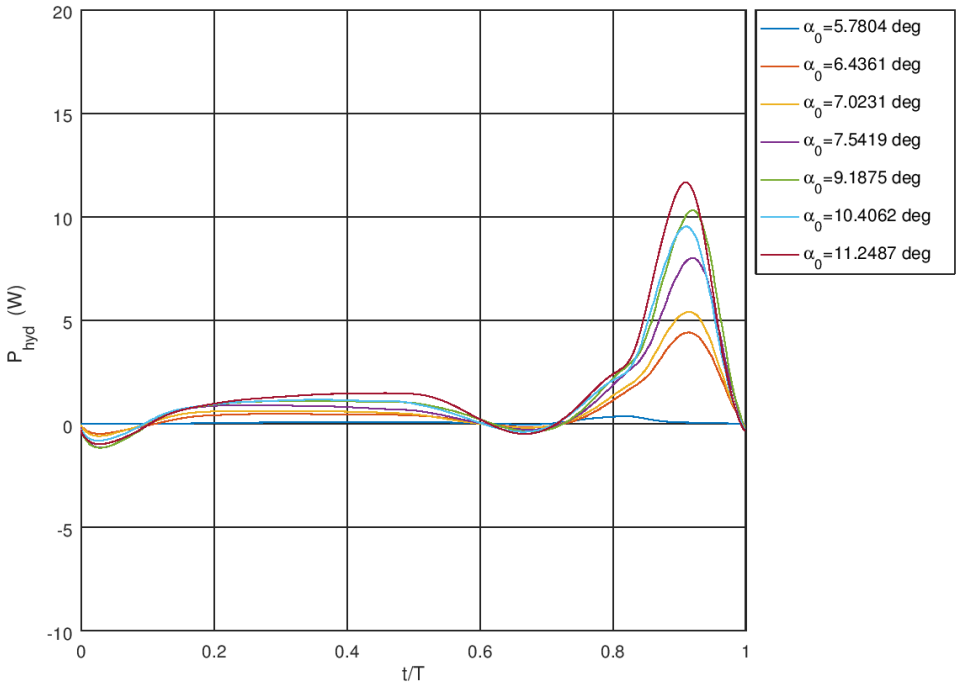


FIGURE 5.5 – Puissance hydro-aérodynamique (P_{hyd}) d'oscillateurs fortement amortis sur une période T

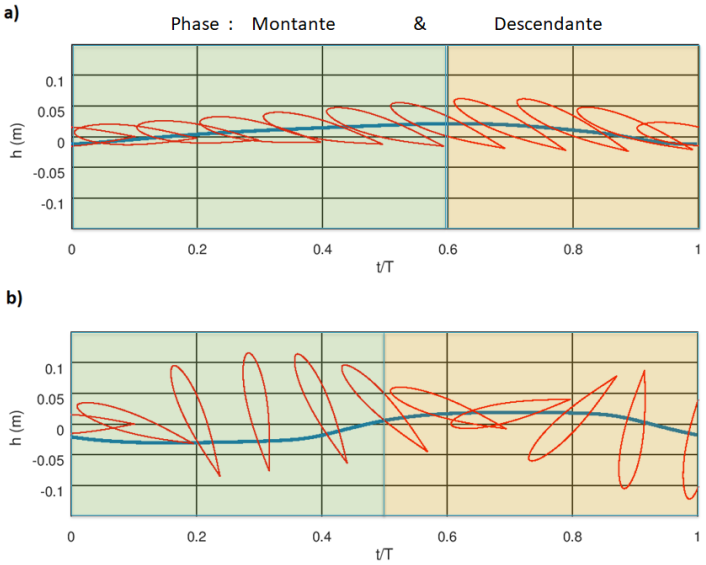


FIGURE 5.6 – Cycles d'oscillation : a) contraint (fortement amorti) et b) libre (faiblement amorti)

des mouvements non-sinusoïdaux est de prolonger la durée d'une des deux phases d'oscillation. On remarque que la phase descendante, bien que moins longue, génère un pic de production énergétique plus important alors que la phase montante produit une puissance uniformément répartie sur une durée plus étendue. Des pertes énergétiques

sont toutefois constatées lors des changements des phases d'oscillations. La méthode numérique converge vers une solution minimisant les zones de perte d'énergie et maximisant les zones de production dans le cycle d'oscillation. Cette solution est réglée en imposant un mouvement d'oscillation asymétrique d'incidence moyenne $\alpha_0 = 11.25°$ réalisé à partir d'un ensemble de raideurs et d'amortisseurs adéquat. La figure 5.6 b) présente une dynamique d'oscillation sinusoïdale et globalement symétrique qui permet de ré-équilibrer les proportions des phases montante et descendante.

5.2.1.2 Système libre

L'absence d'amortissement peut donner lieu à des oscillations asymétriques faiblement amorties conduisant à des grandes amplitudes (fig 5.6 b) non-conformes aux hypothèses de la théorie de Couchet. Dans ce cas, l'asymétrie n'est pas toujours un facteur d'optimisation énergétique. On remarque que, l'asymétrie des cycles des puissances (fig5.7) est sensiblement identique de sorte que la production d'énergie des systèmes faiblement amortis est peu sensibles à cette caractéristique des oscillations. L'analyse énergétique montre que ces puissances sont majoritairement défavorables, en moyenne, à la production d'énergie du mécanisme oscillant. Contrairement aux solutions optimisées, illustrées à la figure 5.5, la phase descendante $t/T = [0.6; 1]$ des systèmes oscillants faiblement amortis agit principalement comme une perte d'énergie qui contribue à diminuer la puissance moyenne calculée sur l'ensemble du cycle pour tendre vers un système conservatif sans extraction d'énergie. Cette tendance s'explique par la nature du couplage hydro-élastique et du transfert énergétique appliqués à la dynamique de

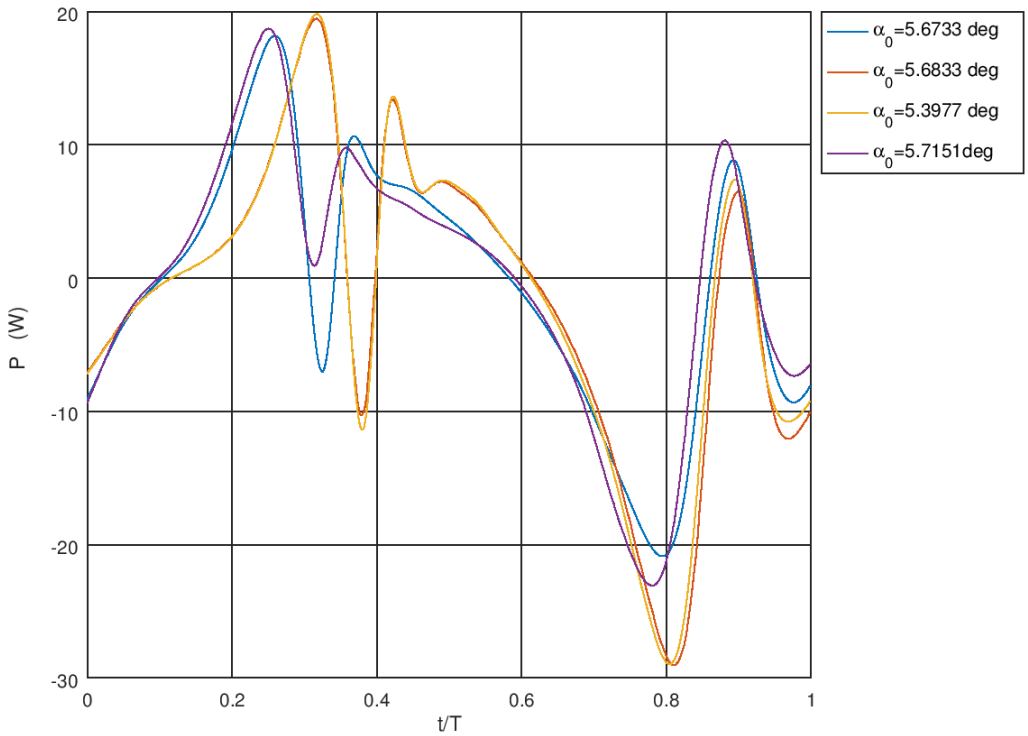


FIGURE 5.7 – Puissance générée par les cycles d'oscillateurs faiblement amortis sur une période T

l'aile. En effet, l'absence de dissipation conduit le système oscillant à convertir la totalité de la puissance hydro-aérodynamique (entrante dans le système) en une puissance cinétique favorable au maintien de mouvements de grandes amplitudes mais moins favorable à l'extraction d'énergie pour des gammes de fréquences faibles de l'interaction fluide-structure. Or ces grandes amplitudes d'oscillation (5.6 b) rendent impossible la correction (passif) du dispositif oscillant basée sur la théorie de Couchet. On constate d'ailleurs que le rôle de l'asymétrie présentée dans cette théorie n'influence pas la production énergétique de l'oscillateur dans la figure 5.7. Dans ce cas, la perte d'énergie observée pour les oscillateurs peu-amortis nécessite un autre type de contrôle (semi-actif), non abordé dans cette étude, afin d'optimiser la performance du récupérateur d'énergie oscillant. Par conséquent, la suite du dimensionnement est consacrée exclusivement à l'optimisation des systèmes oscillant amortis pouvant être réglés passivement par le transfert énergétique du couplage fluide-structure.

5.2.2 Optimisation du transfert énergétique

Le principe de l'hydro-éolienne oscillante revient à convertir l'énergie générée par un dispositif hydro-aéro-élastique, en interaction avec un écoulement, en une énergie utile par l'intégration de générateurs électriques. Les mouvements fortement amortis (de faibles amplitudes) sont préférablement recherchés pour leurs sensibilités à la variable d'asymétrie dans l'efficacité de l'oscillateur.

5.2.2.1 Convergence de la méthode itérative

La variable d'asymétrie $\alpha_0 \neq 0$ est utilisée par la méthode d'optimisation pour maximiser la performance du dispositif. Son influence est clairement établie pour les oscillateurs fortement amortis sur la quantité de la puissance moyenne dissipée (P_{dis}) et de l'efficacité (η) du système oscillant comme le montre la convergence de la figure 5.8. Ici, les résultats de la méthode itérative varient de manière à maximiser l'efficacité (η) du récupérateur énergétique et s'arrête lorsque l'écart du rendement (prédéfini par la tolérance de la méthode numérique) entre deux itérations est négligeable. Ici, la convergence atteint un rendement maximum $\eta =< P_{dis} > /(0.5\rho V^3 Y s) = 40.016\%$ à l'issue d'une dizaine d'itérations qui commandent l'exécution de la co-simulation IFS. La dynamique de cette solution optimisée est constatée, dans la convergence de la figure 5.8, par une dynamique oscillatoire asymétrique d'incidence moyenne $\alpha_0 = 11.25°$. Cette performance énergétique peut être expliquée d'une part selon l'augmentation de la puissance dissipée par les amortisseurs (ou générateurs électriques) mais également par la diminution de la section de battement de l'hydro-éolienne ($Y \times s$). On remarque que les solutions maximisant la puissance hydrodynamique (ou la puissance dissipée) et maximisant l'efficacité énergétique varient en fonction de l'adaptation de l'amplitude de battement de l'aile (Y). Dans le cas de l'oscillateur hydro-élastique la particularité de la notion d'efficacité est de pouvoir optimiser artificiellement la performance du récupérateur d'énergie en adaptant la puissance disponible dans le fluide définie dans l'expression de l'efficacité énergétique (5.2) à partir de la section de balayage de l'aile. L'erreur ajoutée par cette particularité est suffisante pour fausser l'efficacité énergétique et le dimensionnement de l'hydrolienne oscillante. Le rapprochement inabituel de ces rendements avec la limite définie par Betz [1949] indique l'inadaptation de ce critère pour analyser la performance du récupérateur d'énergie oscillant d'amplitude variable.

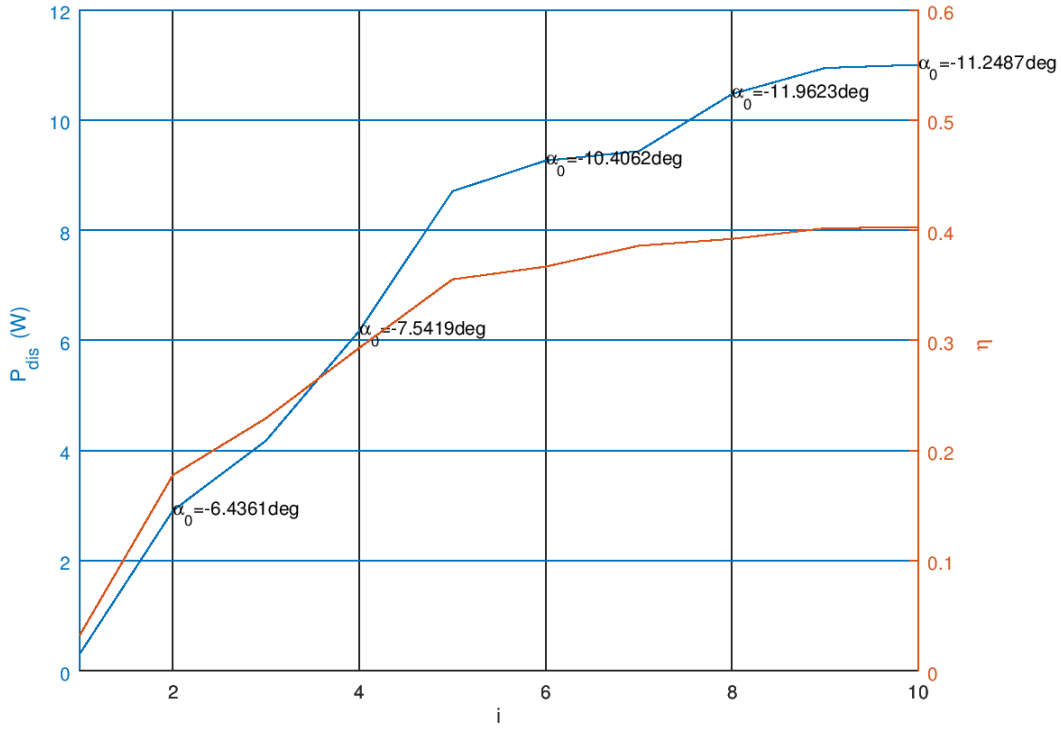


FIGURE 5.8 – Convergence des i-ème itérations

5.2.2.2 Efficacité du sillage

La prise en compte des amplitudes de battement (Y) du concept oscillant ne permet pas d'évaluer avec certitude l'efficacité énergétique de l'oscillateur η définie par Betz [1949] du fait de la variation de la puissance de référence disponible dans l'écoulement $P_a = 0.5\rho V^3 Ys$. Dans ce cas, le dimensionnement de l'oscillateur hydro-élastique ne distingue pas les contributions des deux puissances dans l'optimisation. Cette incertitude est levée ici par la définition d'une autre efficacité énergétique qui permet d'analyser la performance appliquée par le sillage au récupérateur d'énergie oscillant. On remarque que l'action du sillage de l'aile oscillante (asymétrique) possède un rôle important dans la production d'énergie P_{hyd} des cycles d'oscillation. Ainsi, l'évaluation de cette composante énergétique peut être comparée par la puissance quasi-stationnaire P_{QS} appliquée sur l'aile lors d'une variation de circulation ($\delta\Gamma \neq 0$) selon le théorème de Kelvin. La théorie de Couchet est alors appliquée pour définir l'efficacité énergétique du sillage dans la production énergétique du concept d'hydro-éolienne oscillante. On présente l'efficacité du sillage comme $\eta^* =< P_{QS}(t) > / < P_{hyd}(t) >$ telle que

$$\eta^* = \frac{< s\rho V\delta\Gamma(t)\left(\mu(t) + a\omega(t)\right) >}{< s\rho V\delta\Gamma(t)\left[-\lambda(t)Im(D^*) + \mu(t)Re(D^*) + a\omega(t)Re(E^*)\right] >} \tag{5.5}$$

de façon à évaluer le gain énergétique cédé par le sillage pour le mécanisme de l'aile oscillante. On remarque, dans la figure 5.9, que la puissance dissipée (5.1) par les amor-

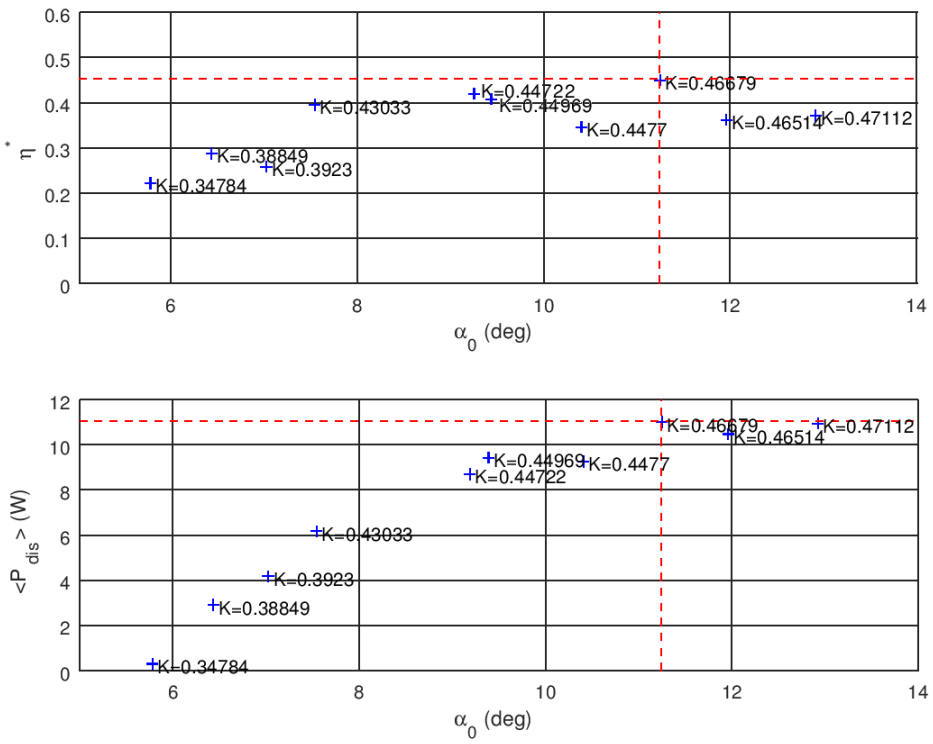


FIGURE 5.9 – L'efficacité η^* et la puissance dissipée P_{dis} par l'oscillateur en fonction de l'incidence moyenne α_0 et la fréquence réduite K

tisseurs (ou générateurs électriques) augmente au fur et à mesure que la dynamique de l'aile génère un sillage favorable à la récupération d'énergie. La variation du régime d'oscillation, par rapport au régime d'oscillation quasi-stationnaire, est configurée par le choix de l'incidence moyenne non-nulle $\alpha_0 \neq 0$ (asymétrie) et la fréquence réduite K de l'oscillation. Ici, une solution limite est constatée avec $\alpha_0 = 11.25°$ et $\eta^* = 45\%$ (fig 5.9) pour laquelle l'augmentation de l'asymétrie des oscillations contribue à diminuer le transfert d'énergie du sillage. L'efficacité non-nulle ($\eta^* = 22.1\%$) d'un régime d'oscillation assimilable à un régime quasi-stationnaire peu productif $< P_{dis}(t) > \approx 0$ (en moyenne) peut être expliquée par la différence entre la puissance hydrodynamique et la puissance dissipée du système oscillant. Ainsi, la définition de l'efficacité du sillage possède l'intérêt de caractériser l'évolution de la puissance changée (par le sillage) sans considérer les incertitudes et erreurs liées à la fluctuation de la section de passage (Y) du récupérateur d'énergie oscillant. L'inconvénient de cette définition est que cet indicateur n'est pas directement associé à la puissance extraite (dissipée) par le système oscillant. Cependant la tendance de l'énergie changée par le sillage est suffisante pour comparer la performance énergétique du concept et dimensionner le dispositif de l'hydrolienne oscillante.

5.3 Développement du démonstrateur

Les solutions obtenues par la démarche d'optimisation sont analysées de manière à dimensionner un concept d'hydrolienne oscillante. Le dimensionnement consiste à trouver un compromis entre la réalisation, le maintien structurel et la puissance récupérée par le concept hydro-élastique. Plusieurs solutions technologiques sont envisagées pour concevoir un démonstrateur expérimental.

5.3.1 Contraintes énergétique et structurelle

5.3.1.1 Impératifs et Enjeux de l'étude

Les études théorique et numérique se montrent très favorables à la faisabilité et l'intérêt énergétique du concept d'hydrolienne basé sur les interactions fluide-structure. Des rendements intéressants ont été identifiés à l'aide de la théorie de Couchet. L'objet est ici de concevoir le montage dynamique du convertisseur d'énergie capable de vérifier expérimentalement la fonctionnalité du concept. Le premier enjeu du démonstrateur est d'identifier les comportements dynamiques approchés par cette théorie. Le second enjeu porte sur la réalisation d'un mouvement d'oscillation périodique et auto-entretenu par l'action du fluide. Cette étape est réalisée par le couplage hydro-élastique contrôlant passivement le phénomène de flottement. Cette instationnarité se révèle très contraignante sur la structure du démonstrateur puisque l'oscillateur doit maintenir une dynamique stable pour chaque configuration de l'étude expérimentale. Parmi ces solutions, le réglage du mécanisme permet d'optimiser le rendement énergétique pour aboutir à une configuration d'intérêt. Le dernier enjeu important concerne la maitrise des dynamiques oscillatoires instables par la conversion d'énergie de l'hydrolienne. Le contrôle du phénomène instationnaire requiert des moyens technologiques permettant une extraction d'énergie suffisante du système oscillant pour conserver une dynamique oscillatoire stable. En plus de ces enjeux, le prototype expérimental subit des contraintes structurelles et environnementales qui influencent la composition du mécanisme. La structure du dispositif doit conserver son intégrité malgré la masse (en statique) et l'inertie (en dynamique) des différents éléments de l'appareillage toute en imposant une dynamique d'oscillation (plane) à deux degrés de liberté, fidèle à la modélisation.

5.3.1.2 Choix des matériaux

Le démonstrateur doit pouvoir fonctionner en étant partiellement ou totalement immergé dans un milieu humide assimilable aux conditions d'un courant fluvial ou d'une marée. Des moyens de mesures (dynamique, couple moteur, ...) peuvent être intégrés à l'expérience pour caractériser la performance de l'oscillateur. Dans ce cas, les mesures optiques (LDV, PIV) doivent être compatibles avec le choix des matériaux du dispositif. L'aile est réalisée à partir d'un procédé d'usinage d'un matériau adapté à l'étude. Le choix du matériau est porté sur un polymère thermoplastique : le polyméthacrylate de méthyle (PMMA) en raison de sa transparence, sa propriété optique essentielle et de sa résistance au milieu aqueux. Ce matériau, démocratisé sous le nom commercial de Plexiglas, est notamment utilisé pour réaliser des enseignes publicitaires, des pièces industrielles, des lentilles d'appareils photo ... . Le bras oscillant est à l'inverse dimensionné principalement sur des critères structuraux. Ici, les critères de mesures optiques et environnementaux sont négligés en émergeant et en éloignant le corps de la zone où

seront effectuées les mesures optiques. Le rôle structurel de cet élément est primordial car il permet de relier, au repère de référence fixe, les efforts et moment appliqués sur l'aile. Les instruments de mesures (accéléromètre, couplemètre ...) nécessaires aux essais expérimentaux sont intégrés directement dans la structure. De plus, la distance avec le milieu aqueux permet également d'embarquer des génératrices de courant utilisées pour la conversion d'énergie du dispositif articulé. Le choix du matériau composant le bras oscillant est porté sur un autre polymère : le polyoxyméthylène (POM) pour ses propriétés mécaniques et sa facilité d'usinage. La disponibilité de ce matériel en plaque de différentes épaisseurs, dans le commerce, facilite la réalisation du bras.

5.3.2 Conception du couplage hydro-élastique

Les solutions technologiques capables de réaliser le réglage du couplage hydro-élastique sont discutées dans cette partie. La question du contrôle passif du système est appréhendée par les caractéristiques géométriques, de raideurs et d'amortissement des matériaux constituant le dispositif.

5.3.2.1 Réglage de la Géométrie

Les dimensions géométriques du dispositif oscillant sont dans un premier temps étudiées pour contrôler le couplage hydro-élastique. Ici, le réglage se concentre principalement sur la longueur du bras oscillant (L) et la distance d'excentration de l'aile (b) pour modifier ce couplage. L'instabilité statique est notamment un phénomène qui peut être évité par un réglage approprié de ces dimensions. L'objectif est ici d'étudier les performances énergétiques d'une large gamme d'oscillateurs en contrôlant la manifestation de ce phénomène instable. Des liaisons glissières sont ici utilisées pour réaliser le réglage du bras oscillant et la distance d'excentration de l'aile. Le guidage de cette liaison est assurée, sur le bras oscillant, par des rainures dans lesquelles sont maintenues des rails. Un mécanisme similaire est appliqué au réglage de l'excentration de l'aile (b). Ce réglage est fixé à des distances $L = b = 0.076\,m$ pour les configurations présentées dans l'optimisation énergétique. Cette modulation de la géométrie permet d'adapter la position des centres de gravité des éléments constituant le dispositif. Le réglage des centres de gravité constitue une première solution de contrôle du couplage hydro-élastique. Il permet d'éviter les dynamiques excessivement instables, comme l'instabilité statique, qui peuvent desservir à l'application de récupération énergétique. Le contrôle exercé par la position des centres de gravité est qualifié de passif puisqu'il est constant et ne bénéficie pas de corrections en temps réel lors des cycles d'oscillation.

5.3.2.2 Réglage de la Rigidité

La raideur du système est une autre composante du couplage hydro-élastique à fixer. Elle se manifeste par la réaction mécanique de la structure suite à une sollicitation extérieure. Pour un assemblage dynamique la rigidité du système est réalisée par des ressorts de torsion couplés aux liaisons pivots. On peut adapter cette réaction en modifiant la raideur de ces éléments. Afin de respecter le concept principal du dimensionnement (système entièrement passif), des valeurs de raideurs sont fixées pour caractériser la configuration de chaque mécanisme oscillant. Cette rigidité peut être apportée, dans le système assemblé, par la réaction de ressorts hélicoïdaux ou de barres de torsion disposés sur l'axe de rotation. Le réglage passif de l'oscillateur hydro-élastique est alors assuré par les dimensions (largeur, épaisseur et longueur) et les propriétés mécaniques

des matériaux, du corps déformable, choisi pour réaliser la réaction mécanique de la structure proportionnelle aux déplacements. On définit la raideur d'une barre de torsion présentant une déformation angulaire linéaire ϕ conséquente à l'application d'un moment M,

$$k = \frac{M}{\phi} = \frac{GI_0}{H} \tag{5.6}$$

avec $G = 0.5E/(1+\nu)$ le nombre de Coulomb, E le module de Young, ν le coefficient de poisson du matériau et I_0 le moment quadratique. La géométrie de la barre de torsion est fixée par le moment quadratique $I_0 = \pi d^4/32$ d'une section circulaire de diamètre d ou $I_0 = el^3/12$ d'une section rectangulaire d'épaisseur e et de largeur l. Les oscillations de fortes amplitudes sont plus facilement contrôlées par la flexion d'une lame simple afin d'obtenir une déformation angulaire $\phi \approx tan(\phi) = f/r$ utilisée dans l'assemblage oscillant où r est la longueur de la barre. La raideur de la lame peut également être définie en fonction de la dimension et de la propriété mécanique du matériau choisi,

$$k = \frac{M}{\phi} = \frac{Ele^3}{4r}. \tag{5.7}$$

Ce moyen est préféré ici pour sa facilité d'intégration et de réglage au montage dyna-

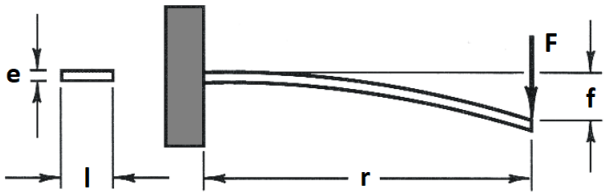


FIGURE 5.10 – Ressort à lame simple

mique. Le tableau 5.1 présente les caractéristiques d'un ressort de torsion qui résulte de

E (GPa)	220	220
l (m)	0.03	0.03
e (m)	0.01	0.01
r (m)	0.113	0.033
k (Nm/rad)	14.606	49.695

TABLE 5.1 – Caractéristiques des ressorts à lame simple

l'étape d'optimisation énergétique. Dans ce cas, la longueur de la lame (r) est utilisée pour régler facilement la rigidité du ressort.

5.3.2.3 Réglage de la Dissipation

La fonction principale du concept d'hydrolienne oscillante est de convertir (dissiper) l'énergie cinétique associée aux mouvements d'oscillations instables. Ce transfert permet d'une part de réaliser la fonction de récupération d'énergie et d'autre part de maitriser les phénomènes d'instabilités dynamiques. Chaque configuration de l'oscillateur nécessite une dissipation appropriée qui peut être réglée par le couplage d'une machine

électrique. Dans le fonctionnement moteur, cette machine convertit l'énergie électrique en une énergie motrice (cinétique) par une induction. Ce procédé s'inverse lorsque la machine passe en fonctionnement générateur. Dans ce cas, la dynamique de chaque degrés de liberté (θ et α) de l'oscillateur est exploitée pour générer une tension pour un courant imposé. le fonctionnement de la machine électrique se caractérise par le signe de

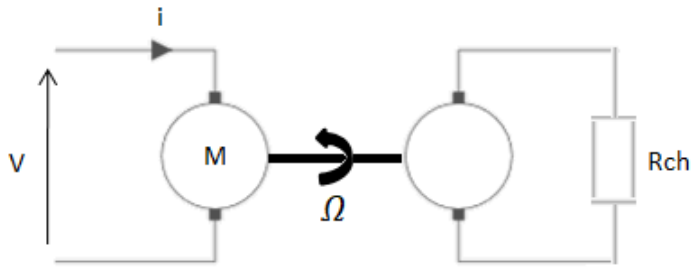


FIGURE 5.11 – Schéma du circuit d'une machine électrique

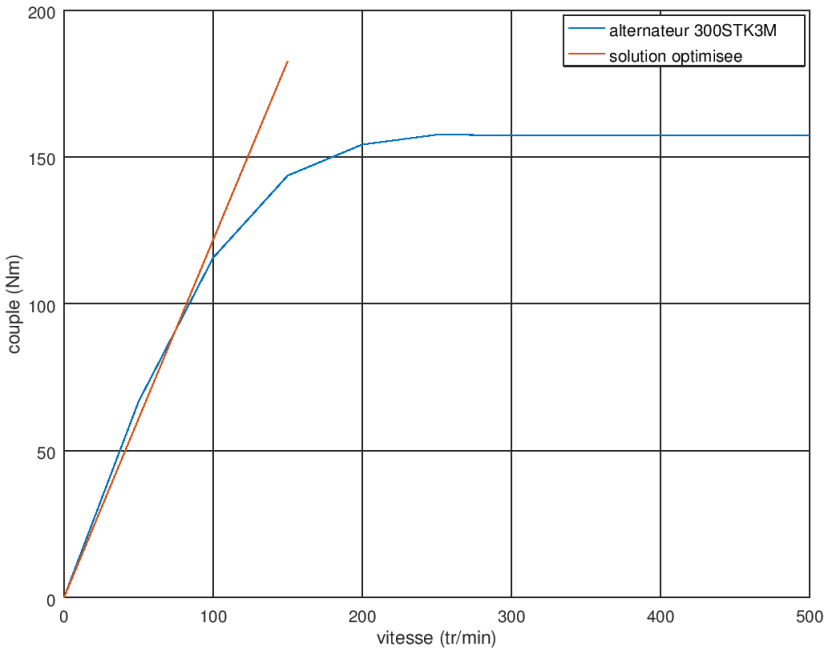


FIGURE 5.12 – Caractéristiques de l'alternateur ALXION 300STK3M

la puissance $P = C_{em}\Omega$ motrice ($P > 0$) ou génératrice ($P < 0$) avec C_{em} le couple électromoteur et Ω la vitesse de rotation de l'arbre moteur. Pour une machine parfaite (sans pertes) la puissance disponible pour la conversion énergétique est $P = C_r\Omega < 0$ où C_r est le couple résistant s'opposant au sens de rotation à l'arbre moteur. Cette résistance est équivalente à $C_{r_1} = c_1\dot{\theta}$ (pour le premier arbre moteur) et $C_{r_2} = c_2\dot{\beta}$ (pour le second axe de rotation). Les facteurs d'amortissement (c_1 et c_2) des générateurs sont calculés par l'étude de la stabilité du couplage hydro-élastique pour conserver une oscillation

auto-entretenue. La figure 5.12 présente des caractéristiques proches de la solution optimisée pour le générateur électrique $c_2 = 11.628 Nm/rad/s = 1.2177 Nm/tr/min$ de vitesses angulaires ($||\Omega|| < 20$ tr/min). L'intégration de ce générateur (de masse non-nulle) modifie probablement la dynamique du couplage hydro-élastique.

5.3.3 Dessin d'un prototype expérimental

Les solutions technologiques identifiées pour réaliser le couplage hydro-élastique sont intégrées au modèle CAO du mécanisme. La difficulté principale à ce stade du projet est de concevoir un dispositif réglable pouvant maintenir une interaction fluide-structure à deux degrés de liberté, amortie et auto-entretenue par l'écoulement. La figure 5.13 présente une vue du concept de l'hydrolienne oscillante. L'assemblage dynamique est organisé pour faciliter les réglage du couplage hydro-élastique. Le bras oscillant est par exemple divisé en deux parties, l'une fixe et l'autre coulissante de manière à adapter sa longueur. Chacun de ces deux éléments est structurellement robuste pour maintenir l'orientation verticale des axes de rotation et conserver un mouvement plan (θ et $\alpha = \theta - \beta$) comparable au modèle théorique. L'orientation verticale permet de négliger l'influence de la force de pesanteur sur l'ensemble du dispositif dynamique. L'excentration de l'aile est également équipée du même type de guidage coulisseau pour adapter la distance du centre d'application des forces hydrodynamiques et inertielles de l'aile. Les hypothèses de l'étude fixent la configuration de les excentricités du bras oscillant et de l'aile telles que $L = b = 0.076\,m$. Les mouvements générés par l'instabilité apportée par les distances d'excentrations du bras oscillant et de l'aile (L et b) sont contenus par un réglage approprié des ressorts de torsion. La rigidité de ces éléments déformables est alors utile à l'établissement d'un mouvement d'oscillation continu. Des ressorts à lame simple sont ici associés aux axes de rotation pour contraindre le mouvement en exerçant

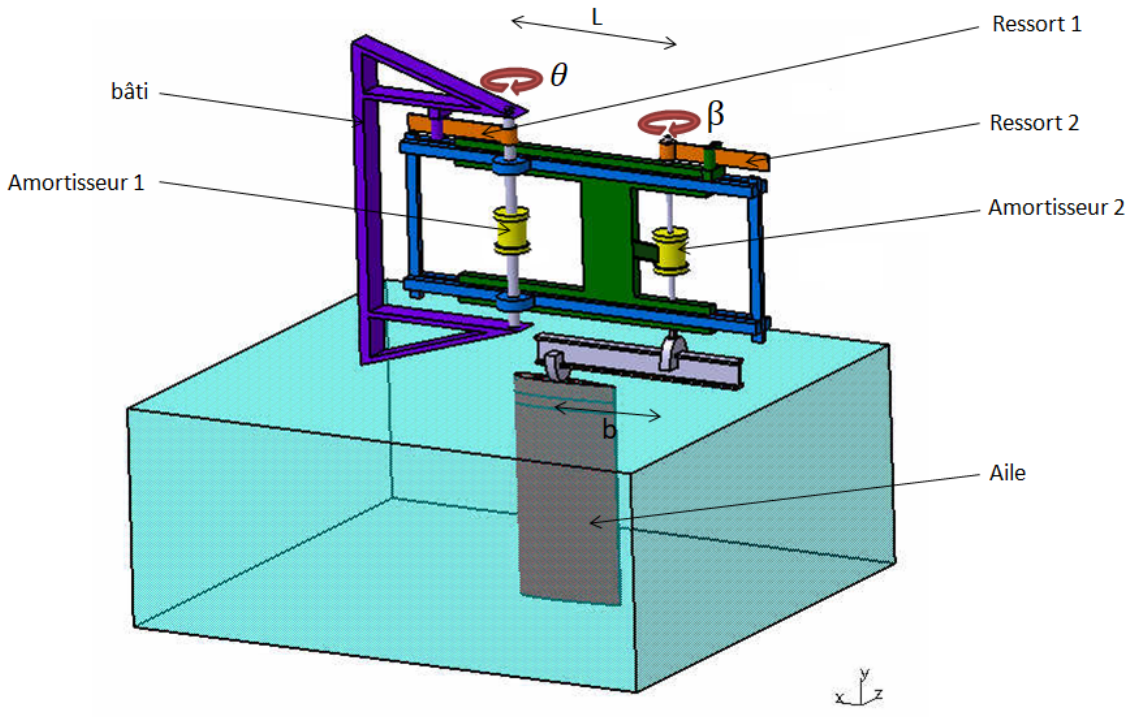


FIGURE 5.13 – Dessin CAO du mécanisme dynamique

un couple de rappel opposé. Cette réaction mécanique est modifiable en allongeant ou en raccourcissant la longueur de lame (r). Les ressorts sont volontairement disposés au sommet de l'assemblage pour faciliter le réglage du couplage hydro-élastique. Le couplage est pour finir complété par l'ajout des générateurs électriques sur chacun des deux axes de rotation dans le but de ralentir le mouvement et éviter le phénomène hydro-élastique instable. L'énergie électromotrice est alors générée par la conversion énergétique du générateur électrique de manière à maitriser l'accumulation de l'énergie cinétique durant le phénomène d'interaction fluide-structure.

Chapitre 6

Conclusion

Sommaire

6.1 Synthèse 117
6.2 Accomplissement de l'étude 118
6.2.1 Réalisation d'un contrôle passif 118
6.2.2 Validation numérique 119
6.2.3 Stratégie d'optimisation 119
6.2.4 Résultats 120
6.3 Recommandations et Perspectives 120

6.1 Synthèse

L'interaction fluide-structure caractérise plusieurs catégories de mouvements induits par les efforts du fluide sur une structure souple ou articulée. Ce comportement est majoritairement connu par le phénomène de flottement qui est très redouté en aéronautique pour les dommages endurés aux structures portantes de l'avion. Une utilisation différente de ces phénomènes instationnaires est imaginée, dans ce projet, dans le but de concevoir un récupérateur d'énergie oscillant exploitant le potentiel énergétique de ces interactions instationnaires. Le principe de ce concept revient à convertir l'énergie (cinétique et hydrodynamique) associée aux mouvements d'oscillations instables de sorte à conserver une dynamique d'oscillations auto-entretenue par l'action de l'écoulement. Un montage d'aile oscillante, dans un mouvement de balancier, est spécialement développé afin de dimensionner le couplage hydro-élastique qui assure l'autonomie et la périodicité des oscillations du récupérateur d'énergie. L'idée du concept est alors d'utiliser la passivité d'un système immergé face aux sollicitations du fluide pour alimenter le mouvement de l'oscillateur et capturer une énergie à extraire. Cette configuration permet de s'affranchir des pertes d'énergie des concepts usuels (semi-passifs) d'hydrolienne oscillante dont une partie de l'énergie est affectée à l'alimentation de servomoteurs utilisés pour contrôler activement la dynamique de l'oscillateur. Dans notre cas, la difficulté principale du concept de récupérateur d'énergie oscillant (entièrement passif) est d'imposer la stabilité des oscillations du mécanisme de l'aile afin d'obtenir un mouvement continu pouvant être exploité pour l'application d'extraction d'énergie. Ici, les travaux de thèse présentent une démarche visant à régler et à optimiser (du point de vue énergétique) la stabilité du couplage fluide-structure, par le biais de paramètres passifs (les dimensions géométriques, les raideurs et les dissipations) du système

dynamique. L'application de cette démarche permet de dimensionner un dispositif de l'hydrolienne oscillante.

— Le chapitre 3 développe une étape de pré-dimensionnement théorique du modèle dynamique de l'oscillateur. Cet outil théorique intègre la théorie instationnaire de Couchet et la mécanique newtonienne afin de réaliser un modèle capable d'estimer la stabilité de l'oscillateur. Le critère théorique de Routh-Hurwitz est utilisé pour assurer la stabilité dynamique de l'oscillateur à deux degrés de liberté par le biais d'une dissipation adaptée des générateurs électriques (ou amortisseurs visqueux). L'asymétrie de la dynamique d'interaction fluide-structure est imposée par le choix des raideurs du système dynamique afin d'optimiser la production énergétique de l'oscillateur.

— La démarche de stabilité est vérifiée, au chapitre 4, en utilisant une approche numérique plus précise. Un outil de co-simulation IFS intégré à un logiciel de CFD commercial, afin d'évaluer la dynamique du mécanisme de l'aile oscillante induite par les efforts hydrodynamiques simulés numériquement. La précision apportée par cet outil permet de confirmer le critère de stabilité dynamique appliqué dans l'étape de pré-dimensionnement et de fixer les paramètres du système. L'étude permet également d'identifier des dynamiques propices ou inadaptées à la récupération d'énergie du concept d'hydrolienne oscillante. Dans ce cas, l'application du critère de Routh-Hurwitz du système (amorti) conduit directement à la dynamique d'oscillation auto-entretenue (cycle limite d'oscillation) recherchée pour l'autonomie du générateur d'énergie.

— Une méthode d'optimisation énergétique est développée, au chapitre 5, afin de maximiser le rendement du récupérateur d'énergie oscillant et de dimensionner un prototype expérimental efficace. Un algorithme d'optimisation est employé pour comparer et maximiser l'efficacité énergétique de l'oscillateur en variant l'asymétrie des oscillations selon un procédé itératif par dichotomie. Les résultats de l'optimisation numérique donnent lieu à une configuration efficace de l'oscillateur (dimension, raideur et dissipation).

L'application simultanée de la démarche de stabilité et de l'optimisation énergétique permet de fournir une base de données suffisante pour discuter du rôle de l'asymétrie dans la production énergétique du concept d'hydrolienne oscillante.

6.2 Accomplissement de l'étude

Des outils théorique et numérique sont développés, dans ce projet, afin de dimensionner les configurations du concept de récupération énergétique oscillant. Pour cela, l'étude bénéficie de l'aide de la théorie aérodynamique instationnaire de Couchet afin de stabiliser et optimiser énergétiquement la dynamique de l'oscillateur hydro-élastique. Les travaux de thèse permettent ici de confirmer l'exactitude et l'utilité de cette théorie pour l'application de l'hydrolienne.

6.2.1 Réalisation d'un contrôle passif

Le concept d'hydro-éolienne oscillante, présenté dans ce sujet de thèse, possède l'intérêt d'exploiter des phénomènes instationnaires naturels pour entretenir le mouvement

de la pale et produire une énergie en continu. L'établissement de ces phénomènes nécessite un contrôle qui est désiré passif pour répondre aux enjeux environnementaux de notre époque. Ce contrôle s'exerce sur l'ensemble des caractéristiques de l'oscillateur hydro-élastique (géométriques, de raideurs et de dissipations) pour maitriser les dynamiques instables similaires à celles du flottement. Cette démarche de stabilité s'appuie sur un modèle théorique utilisant la théorie de Couchet pour estimer le couplage fluide-structure de l'aile adapté à la récupération d'énergie. La première étape du dimensionnement consiste à supprimer les comportements inappropriés pour la récupération d'énergie comme l'équilibre ou l'instabilité statique. L'analyse du système non-amorti permet d'éviter ces dynamiques en initialisant un mouvement d'oscillation selon le réglage des raideurs du système dynamique. Cette oscillation est choisie instable, dans un premier temps, pour introduire des perturbations dans le système dynamique et éviter l'amortissement des oscillations. La conséquence de ce réglage influence de la même manière l'asymétrie des oscillations qui est ici recherchée pour diversifier les types de mouvement de l'aile et optimiser l'extraction d'énergie. L'analyse énergétique de cette caractéristique des oscillations est alors évaluée en considérant l'incidence moyenne non-nulle de l'aile dans la théorie de Couchet instationnaire. La dissipation du système amorti est finalement incluse de manière à corriger l'instabilité dynamique et imposer un cycle limite d'oscillation. Cette correction permet de fixer la puissance extraite convertie par l'oscillateur hydro-élastique. En pratique l'adaptation de cette dissipation peut être approchée par l'analyse des propriétés du polynôme caractéristique développées par le critère de Routh-Hurwitz. Les caractéristiques de l'oscillateur sont théoriquement estimées dans pré-dimensionnement effectué au chapitre 3 afin d'assurer la stabilité du dispositif.

6.2.2 Validation numérique

Des simulations numériques du mécanisme de l'aile oscillante sont réalisées par une approche CFD dans le but de valider et de compléter l'approche de stabilité du pré-dimensionnement théorique. Les fonctionnalités du logiciel CFD commercial permettent de représenter le couplage multi-physiques à l'origine d'une dynamique auto-entretenue exploitée par l'hydro-éolienne. Dans ce couplage, les efforts hydrodynamiques appliqués sur l'aile sont déduits du calcul CFD classique de la répartition de pression et de contraintes dans un domaine fluide discrétisé. L'inertie du couplage hydro-élastique du mécanisme de l'aile oscillant est modélisée par l'approche de la mécanique newtonienne. Les couples résistants ou dissipatifs responsables du contrôle passif sont ajoutés au couplage afin de modéliser les actions des ressorts de torsion et des amortisseurs visqueux représentant les générateurs électriques. Les puissances associées à ce couplage dynamique sont exportées et analysées pour en déduire l'efficacité énergétique de l'oscillateur.

6.2.3 Stratégie d'optimisation

6.2.3.1 Asymétrie des oscillations

Une stratégie d'optimisation est pour finir adaptée, en se basant sur la théorie de Couchet, afin de maximiser le rendement énergétique du récupérateur d'énergie oscillant. Cette approche s'appuie sur l'asymétrie des oscillations qui peut apparaître dans les systèmes dynamiques d'interactions fluide-structure. Le réglage de l'asymétrie du mouvement est utile pour limiter les pertes d'énergie lors des cycles d'oscillation. Cette

asymétrie est déduite de la modélisation du sillage selon la fonction de Couchet. Dans ce cas, la loi d'incidence moyenne de l'aile permet de fixer l'asymétrie de l'oscillateur en fonction du réglage des ressorts. L'apport énergétique de cette asymétrie est optimisée pour améliorer la performance du concept d'hydrolienne oscillante.

6.2.3.2 Méthode numérique d'optimisation

Une méthode d'optimisation est finalement réalisée pour maximiser le rendement énergétique de l'hydrolienne oscillante en incluant le réglage de l'asymétrie des oscillations. Cette démarche utilise la variable d'asymétrie pour influencer les paramètres de raideur et d'amortissement du système dynamique. A mesure que la valeur de la fonction objectif de la méthode numérique augmente, l'oscillateur converge vers une configuration d'intérêt. La conception d'un prototype expérimental possédant cette configuration optimisée est discutée en fonction des technologies existantes.

6.2.4 Résultats

La présence de plusieurs maxima locaux interpelle sur le choix des paramètres d'initialisation de la méthode numérique. Certains de ces paramètres mènent à des systèmes oscillants faiblement amortis soigneusement écartés de l'étude en raison des faibles efficacités générées par les pertes énergétiques attribuées à la contribution de l'énergie cinétique. De plus, l'optimisation de ces dynamiques est difficilement réalisée ici en raison des mouvements de fortes amplitudes incompatibles avec la théorie de Couchet. La démarche d'optimisation privilégie plutôt des solutions fortement dissipées qui provoquent des déplacements de faibles incidences de l'aile dont l'asymétrie impacte l'extraction d'énergie. On remarque que les allures de ces oscillations se rapprochent des dynamiques de faibles amplitudes utilisées dans la théorie de Couchet. Dans ce cas, le réglage de l'asymétrie (selon la théorie) contribue fortement à l'optimisation de l'efficacité de l'oscillateur. En effet, cette configuration permet de limiter les pertes d'énergie, dans certaines portions du cycle d'oscillation, en dissipant l'énergie cinétique du système et en conservant une puissance hydrodynamique positive sur l'ensemble du cycle de déplacement de l'aile. De très bonnes performances sont identifiées par la méthode numérique de manière à atteindre un rendement $\eta = 40.17\%$ supérieur aux récupérateurs d'énergie de la même catégorie (récupérateur d'énergie oscillant passif). Toutefois, la définition de l'efficacité, définie par Betz, peut être remise en cause par les fluctuations de la section de balayage de l'aile qui contribue fortement aux résultats inhabituels de la performance énergétique du concept d'hydrolienne oscillante. Une autre définition de l'efficacité est détaillée dans l'analyse des résultats pour comparer l'apport énergétique généré par le type d'oscillations asymétriques de l'aile. Ce critère s'appuie sur les écarts d'énergie induits par le sillage pour plusieurs régimes d'oscillation. De manière générale, la prise d'incidence moyenne (asymétrie des oscillations) et le sillage associé se révèlent favorables à l'optimisation du rendement énergétique de l'hydro-éolienne oscillante.

6.3 Recommandations et Perspectives

La suite du dimensionnement consisterait à valider expérimentalement la théorie de Couchet et le potentiel énergétique attribué à l'asymétrie des oscillations. Idéalement,

les données expérimentales récoltées pourront optimiser la fiabilité des simulations numériques en intégrant des quantités physiques réelles dans le calcul numérique. Autrement les résultats des essais pourront compléter ou étalonner les simulations CFD afin de renforcer la phase de dimensionnement. D'autres améliorations du concept pourront également être étudiées pour optimiser la performance de l'oscillateur. Le dimensionnement d'un récupérateur d'énergie oscillant nécessite l'assistance d'un modèle théorique simplifié mais cohérent avec les comportements du dispositif. Un modèle d'asymétrie des oscillations est ajouté dans cette étude pour approcher la dynamique d'interaction fluide-structure. La viscosité du fluide et les non-linéarités des déplacements sont d'autres représentations, ignorées dans cette étude, qui peuvent se révéler intéressantes pour enrichir le modèle théorique. Il serait intéressant d'évaluer l'impact de la viscosité sur la stabilité réelle de l'oscillateur et les écarts des régimes d'oscillation auto-entretenus recherchés sur le pré-dimensionnement théorique. De la même manière, les modes d'oscillation qui agissent sur la stabilité de l'oscillateur pourraient bénéficier d'une étude complémentaire (non-linéaire) pour réduire l'écart des dynamiques observées entre ces deux approches (CFD et théorique). L'exécution du développement du modèle de Couchet à un d'ordre plus élevée permettrait d'améliorer la modélisation de l'interaction fluide-structure. Au delà de la corrections des trajectoires de l'aile, l'ajout de modèles supplémentaires permettrait d'élargir la gamme des dynamiques stabilisées propices à la récupération d'énergie du système oscillant qui est ignorée par le pré-dimensionnement théorique linéaire non-visqueux de la présente étude.

Annexe A

Choix du Profil d'aile

Le profil de l'aile est ici imposé par le cahier des charges du démonstrateur expérimental. Cependant, le dimensionnement du récupérateur d'énergie oscillant peut être adapté à d'autres types et d'autres dimensions de profil d'aile. Le détail généralisé de la modélisation du profil est abordé dans cette annexe afin de prendre en compte, au mieux, l'épaisseur du profil d'aile dans les torseurs hydro-aérodynamiques. La géométrie d'un profil d'aile est modélisé, dans la théorie de Couchet, à partir d'une transformée conforme $H(Z)$ présentée sous la forme d'une série de Laurent pour $Z = ae^{i\phi}$

$$z = H(Z) = Z + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{a_n}{Z^n}$$

Les coefficients a_n sont définis dans Devinant [1982] par

$$a_n = \frac{a^n}{2\pi} \int_0^{2\pi} H(Z) e^{in\phi} d\phi$$

La difficulté réside dans la déduction des transformées conformes $H(Z)$ proches aux profils d'ailes usuels (exemple NACA XXXX ou autre). Devinant [1982] développe une méthodologie basée sur le profil d'aile de Theodorsen permettant d'aboutir à la transformée conforme de profil d'aile complexe. D'autres auteurs, comme Neige [1977], approchent ces géométries par un profil d'aile analytique (aile de Karman-Trefftz) et adaptent l'épaisseur et le bord de fuite du profil analytique pour coïncider avec les profils usuels. En utilisant cette dernière approche, le rayon a de la transformée conforme de l'aile évoquée dans le cahier des charges expérimentales (aile rectangulaire de section NACA 0012 et de corde $c = 0,2m$) est obtenue pour

$$\lim_{Z \to a} (H(Z)) = z_p$$

avec z_p est la coordonnée du bord de fuite du profil. Dans sa théorie de Couchet [1959] ne réduit pas systématiquement le profil de l'aile à une plaque plane. Pour cela, un coefficient d'épaisseur de l'aile p est défini afin de classifier les efforts et moments liés à l'épaisseur du profil lors du déplacement. Si l'on considère le profil modélisé une série de Laurent d'ordre 2, dans Couchet [1959],

$$H(Z = ae^{i\phi}) = Z + \frac{a_1}{Z} + \frac{a_2}{Z^2} = Z + \frac{a^2(1-2p)}{Z} + \frac{a_2}{Z^2}$$

Pour obtenir une pointe au bord de fuite du profil $Z = a$

$$\lim_{Z \to a} \left(\frac{dH(Z)}{dZ} \right) = \lim_{Z \to a} \left(1 - \frac{2a_2}{Z^3} - \frac{a_1}{Z^2} \right) = 0$$

Ce qui donne par identification, $a_2 = pa^3$. Si l'on considère l'approche des élèves de Couchet, Jami [1974] et Neige [1977], qui assimilent un profil NACA 0012 à un profil d'aile de Karman-Trefftz

$$H(Z) = H_0 + kb\frac{(Z-a+2b)^k + (Z-a)^k}{(Z-a+2b)^k - (Z-a)^k}$$

avec $b/a = 0,924$, $k = 1,955$ et $H_0 = a - b$. On trouve, pour une aile de corde $c = 0,2$ m, un rayon (a) de la circonférence $Z = ae^{i\phi}$

$$\lim_{Z\to a}(H(Z) - H_0) = c/2$$

soit $a = 0,05535811162$ m. Ainsi le coefficient a_1 de la série de Laurent est

$$a_1 = \frac{a^n}{2\pi}\int_0^{2\pi} H(Z)e^{i\phi}d\phi = 0,002461195309$$

Pour finir, le coefficient d'épaisseur p de l'aile est défini par identification avec le premier coefficient de la série de Laurent que $a_1 = a^2(1-2p)$ de sorte que $p = 0,0984371306$ pour un profil d'aile analytique approchant un profil NACA 0012. Ces données géo-

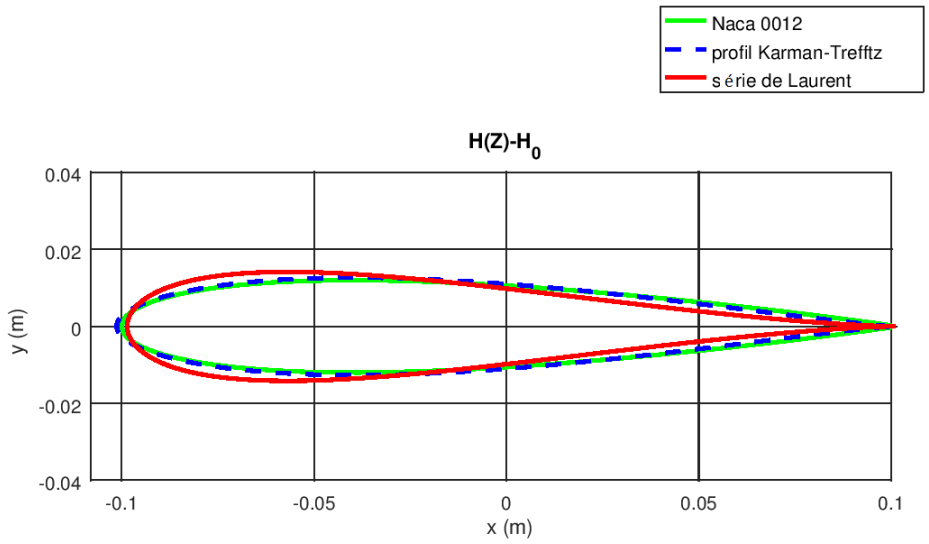


FIGURE A.1 – Profils d'ailes analytiques approchant une section NACA0012 de corde $c = 0,2m$

métriques sont appliquées dans le développement du récupérateur d'énergie oscillant, conformément avec les attentes du cahier des charges expérimentales

Annexe B

Canal Hydraulique CANHYDE

Le canal hydraulique fait partie des moyens de mesures de l'Institut P' de Poitiers pour reproduire et analyser les conditions d'écoulement en similitude avec les écoulements naturels et industriels. Sa structure en acier permet l'insertion d'obstacles et d'ouvrages modulaires qui diversifie sa gamme d'utilisation. Ses larges parois vitrées

Longueur	12 m
Largeur	1 m
Hauteur	1 m
Débit maximum	1800 m^3/h

TABLE B.1 – Caractéristiques techniques du canal hydraulique CanHyde

favorisent la caractérisation des écoulements par moyens optiques sur des domaines étendus. Des détails supplémentaires sur sa réalisation sont contenus dans la fiche technique du canal disponible parmi les moyens de mesures du site de l'Institut P'.



FIGURE B.1 – Photographie panoramique du Canal Hydraulique CanHYDE

Annexe C

Composantes du système dynamique adimensionné

Le détail des composantes du système matriciel (3.66) est présenté dans cette annexe. On remarque, dans ces équations, que le symbole $\sim$ est associé à un nombre dans dimension. Les fonctions de Theodorsen $C(K) = F(K) + iG(K)$, de Couchet $D(K, p, \alpha_0)$ et $E(K, p)$ font également référence à des données non-dimensionnées des efforts et moment aérodynamiques instationnaires.

$$\begin{aligned}\tilde{N}_{17} = {} & \pi\,\widetilde{m} + 0.25\,\pi\,\tilde{L}^2 - 2.0\,\pi\,\tilde{L}\,\widetilde{m} + 2.0\,\pi\,\tilde{d}\,\widetilde{m} + \pi\,\tilde{L}^2\,\widetilde{m} + \frac{\pi\,\tilde{a}^2\,\widetilde{m}}{4} + \pi\,\tilde{d}^2\,\widetilde{m} \\ & - 2.0\,\pi\,\tilde{L}\,\tilde{d}\,\widetilde{m} + 4\,\tilde{\rho}\,\pi^2\,\tilde{a}^3\,\widetilde{m}\,\tilde{s} - 4\,\tilde{\rho}\,\tilde{L}\,\pi^2\,\tilde{a}^3\,\widetilde{m}\,\tilde{s} - 12\,\tilde{\rho}\,\pi^2\,\tilde{a}^3\,\widetilde{m}\,p\,\tilde{s} + 12\,\tilde{\rho}\,\pi^2\,\tilde{a}^4\,\widetilde{m}\,p\,\tilde{s} \\ & + 16\,\tilde{\rho}\,\tilde{L}\,\pi^2\,\tilde{a}^3\,\widetilde{m}\,p\,\tilde{s}\end{aligned} \tag{C.1}$$

$$\begin{aligned}\tilde{N}_{18}\tilde{w}^2 = {} & \pi\,\widetilde{m} - 1.0\,\pi\,\tilde{L}\,\widetilde{m} + 2.0\,\pi\,\tilde{d}\,\widetilde{m} + \frac{\pi\,\tilde{a}^2\,\widetilde{m}}{4} + \pi\,\tilde{d}^2\,\widetilde{m} - 1.0\,\pi\,\tilde{L}\,\tilde{d}\,\widetilde{m} + 4\,\tilde{\rho}\,\pi^2\,\tilde{a}^3\,\widetilde{m}\,\tilde{s} \\ & - 12\,\tilde{\rho}\,\pi^2\,\tilde{a}^3\,\widetilde{m}\,p\,\tilde{s} + 12\,\tilde{\rho}\,\pi^2\,\tilde{a}^4\,\widetilde{m}\,p\,\tilde{s} - 4\,\tilde{\rho}\,\tilde{L}\,\pi^2\,\tilde{a}^3\,\widetilde{m}\,\tilde{s} + 12\,\tilde{\rho}\,\tilde{L}\,\pi^2\,\tilde{a}^3\,\widetilde{m}\,p\,\tilde{s}\end{aligned} \tag{C.2}$$

$$\begin{aligned}\tilde{N}_{22} = {} & \pi\,\tilde{w}^2 + \frac{\pi\,\tilde{a}^2\,\tilde{w}^2}{4} + \pi\,\tilde{d}^2\,\tilde{w}^2 - 1.0\,\pi\,\tilde{L}\,\tilde{w}^2 + 2.0\,\pi\,\tilde{d}\,\tilde{w}^2 - 1.0\,\pi\,\tilde{L}\,\tilde{d}\,\tilde{w}^2 - 4\,\tilde{\rho}\,\pi^2\,\tilde{a}^3\,\tilde{s}\,\tilde{w}^2 \\ & + 4\,\tilde{\rho}\,\tilde{L}\,\pi^2\,\tilde{a}^3\,\tilde{s}\,\tilde{w}^2 - 4\,\tilde{\rho}\,\pi^2\,\tilde{a}^3\,\tilde{d}\,\tilde{s}\,\tilde{w}^2 + 12\,\tilde{\rho}\,\pi^2\,\tilde{a}^3\,p\,\tilde{s}\,\tilde{w}^2 + 12\,\tilde{\rho}\,\pi^2\,\tilde{a}^4\,p\,\tilde{s}\,\tilde{w}^2 \\ & + 12\,\tilde{\rho}\,\pi^2\,\tilde{a}^3\,\tilde{d}\,p\,\tilde{s}\,\tilde{w}^2 - 8\,\tilde{\rho}\,\tilde{L}\,\pi^2\,\tilde{a}^3\,p\,\tilde{s}\,\tilde{w}^2\end{aligned} \tag{C.3}$$

$$\begin{aligned}\tilde{N}_{23} = {} & \pi + 2.0\,\pi\,\tilde{d} + \frac{\pi\,\tilde{a}^2}{4} + \pi\,\tilde{d}^2 - 4\,\tilde{\rho}\,\pi^2\,\tilde{a}^3\,\tilde{s} + 4\,\tilde{\rho}\,\tilde{L}\,\pi^2\,\tilde{a}^3\,\tilde{s} - 4\,\tilde{\rho}\,\pi^2\,\tilde{a}^3\,\tilde{d}\,\tilde{s} + 12\,\tilde{\rho}\,\pi^2\,\tilde{a}^3\,p\,\tilde{s} \\ & + 12\,\tilde{\rho}\,\pi^2\,\tilde{a}^4\,p\,\tilde{s} - 4\,\alpha^2\,\tilde{\rho}\,\pi^2\,\tilde{a}^3\,\tilde{s} - 12\,\tilde{\rho}\,\tilde{L}\,\pi^2\,\tilde{a}^3\,p\,\tilde{s} + 12\,\tilde{\rho}\,\pi^2\,\tilde{a}^3\,\tilde{d}\,p\,\tilde{s}\end{aligned} \tag{C.4}$$

$$\tilde{N}_{21} = \frac{\tilde{N}_{26}\widetilde{m}}{\tilde{k}\tilde{w}^2} = \pi \tag{C.5}$$

$$
\begin{aligned}
\frac{\tilde{N}_{19}\widetilde{w} - \pi\,\widetilde{\mathrm{c1}}\,\widetilde{w}}{2\,\widetilde{\rho}\,\pi^2\,\widetilde{V}\,\widetilde{a}\,\widetilde{m}\,\widetilde{s}} &= F(K)\left[2\,\left(\widetilde{L}+\widetilde{a}-1\right)\,\left(\alpha\,\widetilde{L}-\widetilde{L}-\alpha+\alpha\,\widetilde{d}+1\right)\right] \\
&+ G(K)\left[2\,\left(\widetilde{L}+\widetilde{a}-1\right)\,\left(\widetilde{L}-\alpha+\alpha\,\widetilde{L}+\alpha\,\widetilde{d}-1\right)\right] \\
&+ F_p(K)\left[2\,p\,\left(\widetilde{L}+\widetilde{a}-1\right)\,\left(\alpha\,\widetilde{d}-\widetilde{L}+1\right)\right] \\
&+ G_p(K)\left[2\,p\,\left(\widetilde{L}+\widetilde{a}-1\right)\,\left(\widetilde{L}+\alpha\,\widetilde{d}-1\right)\right] \\
&+ Re(D(K,p,\alpha_0))\left[-2\,\alpha\,\widetilde{d}\,\left(\widetilde{L}+\widetilde{a}-1\right)\right] \\
&+ Im(D(K,p,\alpha_0))\left[-2\,\left(\widetilde{L}-1\right)\,\left(\widetilde{L}+\widetilde{a}-1\right)\right] \\
&+ E(K,p)\left[-2\,\widetilde{a}\,\left(\widetilde{L}+\widetilde{a}-1\right)\right] \\
&+ K\left[\left(\widetilde{L}+\widetilde{a}-1\right)\,\left(\alpha+\widetilde{L}+2\,p-2\,\widetilde{L}\,p-\alpha\,\widetilde{L}-\alpha\,\widetilde{d}+2\,\alpha\,\widetilde{d}\,p-1\right)\right] \\
&+ 2\,\widetilde{a}^2-4\,\alpha\,\widetilde{L}^2-4\,\widetilde{a}^2\,p-4\,\alpha+8\,\alpha\,\widetilde{L}+4\,\alpha\,\widetilde{a}-4\,\alpha\,\widetilde{L}\,\widetilde{a}
\end{aligned}
\tag{C.6}
$$

$$
\begin{aligned}
\frac{\tilde{N}_{20}\widetilde{w}^2}{2\,\widetilde{\rho}\,\pi^2\,\widetilde{V}\,\widetilde{a}\,\widetilde{m}\,\widetilde{s}} &= F(K)\left[-2\,\left(\widetilde{a}-1\right)\,\left(\alpha\,\widetilde{L}-\widetilde{L}-\alpha+\alpha\,\widetilde{d}+1\right)\right] \\
&+ G(K)\left[-2\,\left(\widetilde{a}-1\right)\,\left(\widetilde{L}-\alpha+\alpha\,\widetilde{L}+\alpha\,\widetilde{d}-1\right)\right] \\
&+ F_p(K)\left[-2\,p\,\left(\widetilde{a}-1\right)\,\left(\alpha\,\widetilde{d}-\widetilde{L}+1\right)\right] \\
&+ G_p(K)\left[-2\,p\,\left(\widetilde{a}-1\right)\,\left(\widetilde{L}+\alpha\,\widetilde{d}-1\right)\right] \\
&+ Re(D(K,p,\alpha_0))\left[2\,\alpha\,\widetilde{d}\,\left(\widetilde{a}-1\right)\right] \\
&+ Im(D(K,p,\alpha_0))\left[2\,\left(\widetilde{L}-1\right)\,\left(\widetilde{a}-1\right)\right] \\
&+ E(K,p)\left[2\,\widetilde{a}\,\left(\widetilde{a}-1\right)\right] \\
&+ K\left[-\left(\widetilde{a}-1\right)\,\left(\alpha+\widetilde{L}+2\,p-2\,\widetilde{L}\,p-\alpha\,\widetilde{L}-\alpha\,\widetilde{d}+2\,\alpha\,\widetilde{d}\,p-1\right)\right] \\
&+ 4\,\alpha+4\,\widetilde{a}^2\,p-2\,\widetilde{a}^2-4\,\alpha\,\widetilde{L}-4\,\alpha\,\widetilde{a}+4\,\alpha\,\widetilde{L}\,\widetilde{a}
\end{aligned}
\tag{C.7}
$$

$$
\begin{aligned}
\frac{\tilde{N}_{24}}{2\,\widetilde{\rho}\,\pi^2\,\widetilde{V}\,\widetilde{a}\,\widetilde{s}\,\widetilde{w}} &= F(K)\left[-2\,\left(2\,\alpha-1\right)\,\left(\widetilde{L}+\widetilde{a}-1\right)\,\left(\widetilde{d}-\widetilde{L}+1\right)\right] \\
&+ G(K)\left[-2\,\left(2\,\alpha+1\right)\,\left(\widetilde{L}+\widetilde{a}-1\right)\,\left(\widetilde{d}-\widetilde{L}+1\right)\right] \\
&+ F_p(K)\left[-2\,p\,\left(\alpha-1\right)\,\left(\widetilde{L}+\widetilde{a}-1\right)\,\left(\widetilde{d}-\widetilde{L}+1\right)\right] \\
&+ G_p(K)\left[-2\,p\,\left(\alpha+1\right)\,\left(\widetilde{L}+\widetilde{a}-1\right)\,\left(\widetilde{d}-\widetilde{L}+1\right)\right] \\
&+ Re(D(K,p,\alpha_0))\left[2\,\alpha\,\left(\widetilde{L}+\widetilde{a}-1\right)\,\left(\widetilde{d}-\widetilde{L}+1\right)\right] \\
&+ Im(D(K,p,\alpha_0))\left[2\,\left(\widetilde{L}+\widetilde{a}-1\right)\,\left(\widetilde{d}-\widetilde{L}+1\right)\right] \\
&+ E(K,p)\left[2\,\widetilde{a}\,\left(\widetilde{L}+\widetilde{a}-1\right)\right] \\
&+ K\left[\left(\widetilde{L}+\widetilde{a}-1\right)\,\left(\widetilde{d}-\widetilde{L}+1\right)\,\left(2\,\alpha+2\,p-2\,\alpha\,p-1\right)\right] \\
&+ \alpha\left[8\,\widetilde{L}+4\,\widetilde{a}-4\,\widetilde{d}-4\,\widetilde{L}\,\widetilde{a}+4\,\widetilde{L}\,\widetilde{d}+4\,\widetilde{a}\,\widetilde{d}-4\,\widetilde{L}^2-4\right] \\
&+ 4\,\widetilde{a}^2\,p-2\,\widetilde{a}^2
\end{aligned}
\tag{C.8}
$$

$$
\begin{aligned}
\frac{\tilde{N}_{25} - \widetilde{c}_2 \pi}{-2\,\widetilde{\rho}\,\pi^2\,\widetilde{V}\,\widetilde{a}\,\widetilde{s}} &= F(K)\left[2\ (\widetilde{a}-1)\ (2\,\alpha-1)\ \left(\widetilde{d}-\widetilde{L}+1\right)\right] \\
&+ G(K)\left[2\ (\widetilde{a}-1)\ (2\,\alpha+1)\ \left(\widetilde{d}-\widetilde{L}+1\right)\right] \\
&+ F_p(K)\left[2\,p\ (\alpha-1)\ (\widetilde{a}-1)\ \left(\widetilde{d}-\widetilde{L}+1\right)\right] \\
&+ G_p(K)\left[2\,p\ (\alpha+1)\ (\widetilde{a}-1)\ \left(\widetilde{d}-\widetilde{L}+1\right)\right] \\
&+ Re(D(K,p,\alpha_0))\left[-2\,\alpha\ (\widetilde{a}-1)\ \left(\widetilde{d}-\widetilde{L}+1\right)\right] \\
&+ Im(D(K,p,\alpha_0))\left[-2\ (\widetilde{a}-1)\ \left(\widetilde{d}-\widetilde{L}+1\right)\right] \\
&+ E(K,p)\left[-2\,\widetilde{a}\ (\widetilde{a}-1)\right] \\
&+ K\left[-(\widetilde{a}-1)\ \left(\widetilde{d}-\widetilde{L}+1\right)\ (2\,\alpha+2\,p-2\,\alpha\,p-1)\right] \\
&+ 4\,\alpha - 4\,\widetilde{a}^2\,p + 2\,\widetilde{a}^2 - 4\,\alpha\,\widetilde{L} - 4\,\alpha\,\widetilde{a} + 4\,\alpha\,\widetilde{d} + 4\,\alpha\,\widetilde{L}\,\widetilde{a} - 4\,\alpha\,\widetilde{a}\,\widetilde{d}
\end{aligned}
\tag{C.9}
$$

Annexe D

Automatisation du logiciel de CFD

D.1 Macro 1

L'exécution de la macro 1 permet d'intégrer les valeurs de la longueur du bras oscillant **L**, de la longueur de l'excentration de l'aile **b**, des raideurs des ressorts (**k1** et **k2**) et des facteurs de dissipation des générateurs électriques (**c1** et **c2**) dans l'environnement du logiciel de CFD. Les données numériques de ces paramètres structuraux sont contenues dans l'outil *Paramètres* du logiciel Starccm+ après l'exécution de la macro 1.

.....

```
// STAR-CCM+ macro : macro1.java
// Written by STAR-CCM+ 12.04.011
package macro;
import java.util.*;
import star.common.*;
import star.base.neo.*;
public class macro1 extends StarMacro {
public void execute() {
execute0();
}
private void execute0() {
Simulation simulation0 =
getActiveSimulation();
ScalarGlobalParameter scalarGlobalParameter0 =
((ScalarGlobalParameter) simulation0.get(GlobalParameterManager.class).getObject("b"));
scalarGlobalParameter0.getQuantity().setValue(b);
ScalarGlobalParameter scalarGlobalParameter1 =
((ScalarGlobalParameter) simulation0.get(GlobalParameterManager.class).getObject("c1"));
scalarGlobalParameter1.getQuantity().setValue(c1);
ScalarGlobalParameter scalarGlobalParameter2 =
((ScalarGlobalParameter) simulation0.get(GlobalParameterManager.class).getObject("c2"));
scalarGlobalParameter2.getQuantity().setValue(c2);
ScalarGlobalParameter scalarGlobalParameter3 =
((ScalarGlobalParameter) simulation0.get(GlobalParameterManager.class).getObject("k1"));
scalarGlobalParameter3.getQuantity().setValue(k1);
ScalarGlobalParameter scalarGlobalParameter4 =
((ScalarGlobalParameter) simulation0.get(GlobalParameterManager.class).getObject("k2"));
```

```
scalarGlobalParameter4.getQuantity().setValue(k2);
ScalarGlobalParameter scalarGlobalParameter5 =
((ScalarGlobalParameter) simulation0.get(GlobalParameterManager.class).getObject("L"));
scalarGlobalParameter5.getQuantity().setValue(L);
}
}
```

.....

D.2 Macro 2

La macro 2 est utilisée pour disposer les liaisons pivots nécessaires à la réalisation du mouvement d'interaction fluide-structure du mécanisme de l'aile. Au début de la simulation numérique, la première liaison pivot ("Revolute Joint 1") est localisée à la position **N1**=b-L du centre géométrique de l'aile. La seconde liaison pivot ("Revolute Joint 2") est positionnée à la distance **b** du centre géométrique de l'aile. Le centre de la masse du bras oscillant est localisé à la distance **N2**=(b-L)/2 du centre de l'aile.

.....

```
// STAR-CCM+ macro : macro2.java
// Written by STAR-CCM+ 12.04.011
package macro;
import java.util.*;
import star.common.*;
import star.base.neo.*;
import star.sixdof.*;
public class macro2 extends StarMacro {
public void execute() {
execute0();
}
private void execute0() {
Simulation simulation0 =
getActiveSimulation();
ScalarGlobalParameter scalarGlobalParameter0 =
((ScalarGlobalParameter) simulation0.get(GlobalParameterManager.class).getObject("L"));
double v1=scalarGlobalParameter0.getQuantity().getRawValue();
ScalarGlobalParameter scalarGlobalParameter1 =
((ScalarGlobalParameter) simulation0.get(GlobalParameterManager.class).getObject("b"));
double v2=scalarGlobalParameter1.getQuantity().getRawValue();
double N1=v2-v1;
double N2=v2-v1/2;
RevoluteJoint revoluteJoint1 =
((RevoluteJoint) simulation0.get(SixDofBodyCouplingManager.class).getObject("Revolute Joint
1"));
Coordinate coordinate1 =
revoluteJoint1.getPosition();
Units units0 =
((Units) simulation0.getUnitsManager().getObject("m"));
coordinate1.setCoordinate(units0, units0, units0, new DoubleVector(new double[] N1, 0.0,
0.2));
```

```
RevoluteJoint revoluteJoint0 =
((RevoluteJoint) simulation0.get(SixDofBodyCouplingManager.class).getObject("Revolute Joint
2"));
Coordinate coordinate0 =
revoluteJoint0.getPosition();
coordinate0.setCoordinate(units0, units0, units0, new DoubleVector(new double[]
scalarGlobalParameter1.getQuantity().getRawValue(), 0.0, 0.2));
star.sixdof.Body sixdofBody0 =
((star.sixdof.Body) simulation0.get(star.sixdof.BodyManager.class).getObject("tige"));
CenterOfMass centerOfMass0 =
((CenterOfMass) sixdofBody0.getInitialValueManager().getObject("Center of Mass"));
Coordinate coordinate2 =
centerOfMass0.getPosition();
coordinate2.setCoordinate(units0, units0, units0, new DoubleVector(new double[] N2, 0.0,
0.2));
}
}
```

.....

D.3 Macro 3

La macro 3 permet d'exporter les données contenues dans la variable (monitor-Plot) de l'environnement du logiciel Starccm+ et de les sauvegarder dans le fichier **filename.csv** après l'exécution du calcul CFD.

.....

```
// STAR-CCM+ macro : macro3.java
// Written by STAR-CCM+ 12.04.011
package macro;
import java.util.*;
import star.common.*;
import star.base.neo.*;
public class macro3 extends StarMacro {
public void execute() {
execute0();
}
private void execute0() {
Simulation simulation0 =
getActiveSimulation();
MonitorPlot monitorPlot =
((MonitorPlot) simulation0.getPlotManager().getPlot("data"));
monitorPlot.export(resolvePath("filename.csv"), ",");
}
}
```

.....

Bibliographie

A. Abdelkefi, H. Hajj, and A. Nayfeh. Modeling and analysis of piezoaeroelastic energy harvesters. *Nonlinear Dynamics*, 67(2) :925–939, 2012a.

A. Abdelkefi, H. Hajj, and A. Nayfeh. Design of piezoaeroelastic energy harvesters. *Nonlinear Dynamics*, 68(4) :519–530, 2012b.

J. M. Anderson. Oscillating foils of high propulsion efficency. *Journal of Fluid Mechanics*, 360 :41–72, 1998.

A. A. Andronov and C. E. Chaikin. *Theory of Oscillations. Princetion University Press*, 1949.

D. N. Beal, F. S. Hover, M. S. Triantafyllou, and J. C. Liao. Passive propulsion in vortex wakes. *Journal of Fluid Mechanics*, 549 :385–400, 2006.

A. Betz. *Windenergie und ihre Ausnutzung durch Windmuühlen (German). Vandenhoek und Rupprecht1926. Vieweg*, 1949.

R. L. Bisplinghoff and H. A. R. Halfman. *Aeroelasticity. Addison-Wesley Publishing Co*, Cambridge, Mass, 1955.

C. B. Braun and S. Coombs. The overlapping roles of the inner ear and lateral line : the active space of dipole source detection. *Proc. R. Soc. Lond.*, 355 :1115–1119, 2000.

M. Bryant and E. Garcia. Development of an aeroelastic vibration power harvester. *Conference : The 16th International Symposium on : Smart Structures and Materials & Nondestructive Evaluation and Health Monitoring*, 2009.

M. Bryant, M. W. Shafer, and E. Garcia. Power and efficiency analysis of a flapping wing wind energy harvester. *Active and Passive Smart Structures and Integrated Systems*, 8341, 2012.

B. Carmichael. Low reynolds number airfoil survey. *NASA CR 165803*, 1, 1981.

J. Cecrdle. *Whirl Flutter of Turboprop Aircraft Structures.* Woodhead Publishing, 2015.

G. Couchet. *Les mouvements plans non stationnaires à circulation constante et les mouvements infiniment voisins (PhD thesis). Université de Paris*, 1949.

G. Couchet. Efforts aérodynamiques sur un profil animé d'un mouvement quelconque dans un fluide en repos à l'infini. *ONERA*, 56, 1952.

G. Couchet. Mouvements plans d'un fluide en présence d'un profil mobile. *Mémorial des sciences mathématiques*, 135, 1956.

G. Couchet. Efforts d'un fluide incompressible sur un profil oscillant autour d'une incidence non nulle. *ONERA*, 96, 1959.

G. Couchet. *Les profils en aérodynamique instationnaire et la condition de Joukowski. A. Blanchard*, 1976.

J. L. Dauvergne. La nuit recule en europe. *Ciel & Espace*, 2012.

E. DeLangre. *Fluides et solides. Les Editions de l'Ecole Polytechnique*, 2001.

D. Denuit. Sûreté nucléaire : 33 préconisations du rapport d'enquête créent la polémique. *Le Figaro*, 2018.

P. Devinant. *Numérisations fines d'écoulements fortement instationnaires autour de profils arbitraires (PhD thesis). Université d'Orléans*, 1982.

R. Dickson. New concepts in renewable energy. *Active and Passive Smart Structures and Integrated Systems*, 8341, 2012.

E. H. Dowell. *A Modern Course in Aeroelasticity. Springer*, 1994.

W. J. Duncan. The fundamentals of flutter. *Aircraft Engineering and Aerospace Technology*, 17(2), 1945.

W. J. Duncan. The fundamentals of flutter. *R & M 2417*, 1951.

F. Eldridge. *Wind machines. Van Nostrand Reinhold Co*, 1980.

F. B. Farquharson. Aerodynamic stability of suspension bridges with special reference to the tacoma narrows bridge. *University of Washington Engineering Experimental Station Bulletin*, 116 :1–5, 1949.

H. Försching. Hebert wagner's contribution to the theory of the growth of dynamc lift of airfoils. *Papers od the Symposium of the Deutsche Gesellschaft für Luft-und Raumfahrt DGLR*, 1984.

Y. C. Fung. *An Introduction to the Theory of Aeroelasticity. Wiley*, 1955.

I. Garrick and W. Reed. Historical development of aircraft flutter. *Journal of Aircraft*, 18(11) :897–912, 1981.

I. E. Garrick. Propulsion of a flapping and oscillating airfoil. *Naca Report*, 567, 1936.

D. Girardot. *Stabilité et Bifurcations dynamiques des systèmes discrets réguliers et avec chocs (PhD thesis). Ecole Polytechnique*, 1997.

E. Hau. *Wind Turbines : Fundamentals, Technologies, Application, Economics. Springer Science & Business Media*, 2005.

P. Hémon. *Vibrations des structures couplées avece le vent. Les Editions de l'Ecole Polytechnique*, 2006.

J. Hurreau. *La transformation conforme et l'etude numerique d'ecoulements stationnaires ou instationnaires autour d'obstacles avec sillage (PhD thesis). Université d'Orléans*, 1988.

A. Jami. *Transformation conforme et condition de KUTTA-JOUKOVSKY en aérodynamique instationnaire : mesure des pressions à la paroi d'un profil en mouvement (PhD thesis). Université Pierre et Marie Curie*, 1974.

T. Jardin. *Analyse numérique et expérimentale de la sustentationpar vol battu. Application aux micro-drones (PhD thesis). Université de Poitiers*, 2009.

K. D. Jones and M. Platzer. Numerical computation of flapping-wing propulsion and power extraction. *AIAA*, 97 :8–26, 1997.

K. D. Jones and M. Platzer. An experimental and numerical investigation of flapping wing propulsion. *37th Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*, 1999.

K. D. Jones, K. Lindsey, and M. F. Platzer. In investigation of the fluid structure interaction in an oscillating wing micro hydropower generator. *Wessex Institue of Technology Press*, pages 73–82, 2003.

R. T. Jones. The unsteady lift of a wing of finite aspect ratio. *Naca Report*, 681, 1940.

T. V. Karman and J. M. Burgers. *Aerodynamic Theory. W. F. Durand (Berlin : Julius Springer)*, 1936.

T. V. Karman and W. R. Sears. Airfoil theory for non-uniform motion. *Journal of the Aeronautical Sciences*, 5(10) :379–390, 1938.

R. Katzmayr. Effect of periodic changes of angles of attack on behavior of airfoils. *Naca Report*, 1922.

T. Kinsey. *Analysis, optimization and demonstration of a new concept of hydrokinetic turbine based on oscillating hydrofoils (PhD thesis). Université de Laval*, 2011.

T. Kinsey and G. Dumas. Parametric study of an oscillating aifoil in a power-extraction regime. *American Institute of Aeronautics and Astronautics*, 46(6) :41–72, 2008.

T. Kinsey and G. Dumas. Optimal tandem configuration for oscillating-foils hydrokinectic turbine. *J. Fluids Eng*, 3(134), 2012.

T. Kinsey, G. Dumas, G. Lalande, and J. Ruel. Prototype testing of a hydrokinetic turbine based on oscillating hydrofoils. *Renew Energy*, 6(36) :1710–1718, 2011.

O. N. Kirillov. *Nonconservative Stability Problems of Modern Physics. Walter de Gruyter*, 2013.

H. G. Kussner. Zusammenfassender bericht über den instatioären auftrieb von flügeln (german). *Luftfahrtforschung*, 13 :410–424, 1936.

H. G. Kussner and L. Schwarz. The oscillating wing with aerodynamically balanced elevator. *National Advisory Commitee for Aeronautics*, 991, 1941.

G. Lalande. *Conception d'un prototype expérimental d'hydrogénérateur à ailes oscillantes (M.Sc. thesis). Laval University*, 2010.

G. Lehnasch. *Notes de Cours-ENSMA*. ISAE-ENSMA, 2014.

S. Li, J. Yuan, and H. Lipson. Ambient wind energy harvesting using cross-flow fluttering. *Journal of Applied Physics*, 109, 2011.

J. C. Liao. Fish exploiting vortices decrease muscle activity. *Science*, 302(5650) : 1566–1569, 2003.

J. C. Liao. A review of fish swimming mechanics and behaviour in altered flows. *Phil. Trans. R. Soc. B*, 362 :1973–1993, 2007.

W. Liu. Criterion of hopf bifurcations without using eigenvalues. *Journal of Mathematical Analysis and Applications*, 182 :250–256, 1994.

E. Livne. Aircraft active flutter suppression : State of the art and technology maturation needs. *Journal of Aircraft*, 55(1) :410–452, 2018.

T. S. Luu, G. Coulmy, and J. Corniglion. Etudes des écoulements instationnaires autour des aubes passantes par une théorie non linéaire. *A.T.M.A.*, 12, 1971.

D. Magagna, L. Margheritini, A. Moro, and P. Schild. Considerations on future emerging technologies in the ocean energy sector. *Advances in Renewable Energies Offshore : Proceedings of the 3rd International Conference on Renewable Energies Offshore (RENEW 2018)*, 2019.

P. Manneville. *Dynamique non-linéaire et Chaos , Cours DEA de Physiques des Liquides Paris VI. Ecole Polytechnique*, 2004.

J. McCarthy, S. Watkins, A. Deivasigamani, and S. John. Fluttering energy harvesters in the wind : A review. *Journal of Sound and Vibration*, 361 :355–377, 2016.

W. McKinney and J. DeLaurier. Wingmill : an oscillating-wing windmill. *Journal of Energy*, 5(2) :109–115, 1981.

F. D. Monicault. Emmanuel macron dévoile le futur de la politique énergétique. *Le Figaro*, 2018.

M. Mudry. *La Theorie générale des nappes et filaments tourbillonnaires et ses applications à l'aérodynamique instationnaire. Université Pierre et Marie Curie*, 1982.

B. Multon, A. Clément, and M. Ruellan. Systèmes de conversion des ressources énergétiques marines. *Les Nouvelles Technologies de l'Energie*, pages 221–266, 2006.

E. Naudasher and D. Rockwell. Oscillator-model approach to the identification and assessment of flow-induced vibrations in a system. *Journal of Hydraulic Research*, 18(1) :59–82, 1980.

A. H. Nayfeh. *Introduction to Perturbation Techniques. Wiley-VCH*, 1993.

A. H. Nayfeh. *Perturbation Methods. John Wiley & Sons*, 2000.

J. Neige. *Mouvements instationnaires de profil en fluide parfait incompressible : Rotation tangente (PhD thesis). Université Pierre et Marie Curie*, 1977.

Q. S. Nguyen. *Stabilité des structures élastiques. Springer*, 2003.

OCDE. Organisation de coopération et de développement économiques - renewables information 2018. *Éditions OCDE. URL https ://doi.org/10.1787/renew-2018-en*, 2018.

M. J. Patil. Limit cycle oscillation of aircraft due to flutter-induced drag. *American Institute of Aeronautics and Astronautics*, 2002.

Z. Peng and W. Q. Zhu. Energy harvesting through flow-induced oscillations of a foil. *Physics of Fluids*, 21, 2009.

M. Platzer, J. Young, and J. Lai. Flapping-wing technology : the potential for air vehicle propulsion and airborne power generation. *26th International congress of the aeronautical sciences (ICAS)*, 2008.

J. Pérès. *Cours de Mécanique des fluides. Gauthier Villars*, 1936.

R. Roucous and A. Jami. Etude par transformation conforme des écoulements instantionnaires autour d'un profil à pointe. *C. R. Acad. Sc. Paris*, 279, 1974.

S. J. Savonius. The wing-rotor in theory and practice. *Helsingfors*, 1926.

W. R. Sears. Some aspects of non-stationary airfoil theory and its practical application. *Journal of the Aeronautical Sciences*, 8(3), 1941. doi : https ://doi.org/10.2514/8.10655.

P. Srinivasan. *Nonlinear Mechanical Vibrations. Wiley* , 1996.

A. M. Sutterlin and S. Waddy. Possible role of the posterior lateral line in obstacle entrainment by brook trout. *J. Fisheries Res. Board Can.*, 32 :2441–2446, 1975.

N. H. Teng. *The Development of a Computer Code for the Numerical Solution of Unsteady ,Invis-cid and Incompressible Flow over an Airfoil (Master's Thesis). Naval Post graduate School*, Monterey ,CA, 1987.

T. Theodorsen. General theory of aerodynamic instability and the mechanism of flutter. *NACA Report*, 496, 1935.

M. S. Triantafyllou, G. S. Triantafyllou, and R. Gopalkrishnan. Wake mechanics for thrust generation in oscillating foils. *Phys. Fluids*, 3(12) :2835–2837, 1991.

User-Guide(Octave). Documentation octave version 4. URL `https://octave.sourceforge.io/docs.php`.

H. Wagner. *Origin of the dynamic lift of wings (PhD thesis). Technical University of Berlin*, 1924.

T. Y. Wu. Swimming of a waving plate. *Fluid Mech.*, 10, 1960.

T. Y. Wu. Hydromechanics of swimming propulsion. part 1. swimming of a two-dimensional flexible plate at variable forward speeds in an inviscid fluid. *Journal of Fluid Mechanics*, 46(2) :337–355, 1971a.

T. Y. Wu. Hydromechanics of swimming propulsion. part 2. some optimum shape problems. *Journal of Fluid Mechanics*, 46(3) :521–544, 1971b.

T. Y. Wu. Extraction of flow energy by a wing oscillating in waves. *Journal of Ship Research*, 14(1) :66–78, 1972.

T. Y. Wu. Extraction of energy from wind and ocean current. *Proc. of 13th Symp. on Naval Hydrodynamics*, pages 1–10, 1980.

T. Y. Wu. On theoretical modeling of aquatic and aerial animal locomotion. *Advances in Applied Mechanics*, 38 :291–353, 2002.

T. Y. Wu and A. T. Chwang. Extraction of flow energy by fish and birds in a wavy stream. *Swimming and Flying in Nature*, pages 687–702, 1974.

Z. Wu and W. Liu. Criterion of high-codimensional bifurcations with several of purely imaginary eigenvalues. *Linear Algebra and its Applications* , 267 :53–63, 1997.

Q. Xiao and Q. Zhu. A review on flow energy harvesters based on flapping foils. *Journal of Fluids and Structures*, 46, 2014.

J. Young, J. Lai, and M. Platzer. A review of progress and challenges in flapping foil power generation. *Progress in Aerospace Sciences*, 67 :2–28, 2014.

Développement d'un récupérateur d'énergie oscillant

Résumé : La récupération d'énergie est un procédé très fréquent qui peut être observé sous de nombreuses formes dans la nature. Des espèces de poissons ou d'oiseaux sont par exemple connues pour exploiter leurs environnements afin d'accomplir une propulsion à moindre effort. L'objectif de ces travaux est de concevoir un concept d'hydro-éolienne oscillante basée sur des dynamiques similaires. La notion d'interaction fluide-structure est présentée pour expliquer le moyen d'alimentation utilisé dans le transfert énergétique de ce concept. Un mécanisme d'aile oscillante est spécialement modélisé théoriquement et numériquement pour analyser la dynamique de l'hydro-éolienne. L'asymétrie des oscillations, propre aux couplages multi-physiques, est particulièrement considérée pour maximiser le rendement du récupérateur d'énergie oscillant. On remarque que l'intégration de cette caractéristique des oscillations est présente dans la théorie de Couchet qui complète le modèle instationnaire de Theodorsen pour estimer les efforts aérodynamiques d'un profil d'aile oscillant non-symétriquement par rapport au sens de l'écoulement. L'analyse énergétique de l'oscillateur révèle de tellement bons rendements que la proximité avec la limite de Betz provoque un doute sur la définition de l'efficacité pour quantifier le transfert énergétique. En effet, l'optimisation d'un récupérateur d'énergie hydro-aéro-élastique est réalisée soit en maximisant la puissance dissipée par l'oscillateur soit au diminuant artificiellement la puissance disponible dans le fluide en adaptant la section de balayage de l'aile. Une autre définition de l'efficacité énergétique est développée sur la base de la théorie de Couchet pour résoudre cette incertitude. L'analyse de cet indicateur met en valeur l'importance du rôle du sillage, associé au déplacement asymétrique de l'aile, dans la récupération d'énergie.

Mots-clés : Ailes oscillantes (aérodynamique), Énergie éolienne, Énergie hydraulique, Interaction fluide-structure, Sillage (aérodynamique), Écoulement instationnaire (dynamique des fluides).

Abstract : Energy harvesting is a common process presents in so many ways in nature. Fishes and birds use for example their surroundings in order to produce propulsion without any effort. The focus of this thesis is to design a hydro-aéro-elastic harvester based on these dynamics. The fluid-structure interaction is introduced to explain the energy supply of the concept. An oscillating-wing-mechanism is theoretically and numerically developed in the aim to investigate the behavior of the marine-wind turbine. The energetic efficiency is then maximized by the asymmetric oscillations relative to the fluid-structure coupling. Note that the non-symmetric characteristic of the oscillation is included in the theory of Couchet which completes the unsteady aerodynamic theory of Theodorsen. Unusual high performances of the oscillating harvester suggest some apprehensions reading the efficiency's definition. Indeed, the hydro-aéro-elastic harvester optimization can be achieved ether by increasing the power output or by decreasing the power available in the fluid artificially modified by the sweep section of the foil. These uncertainties are resolved by considering another definition of the energetic efficiency which is developed according to the theory of Couchet. The performance analysis of the new factor presents the contribution of the wake induced by the asymmetric oscillation of the foil on the energy harvesting quantities.

Keywords: Oscillating wings (Aerodynamics), Wind power, Water power, Fluid-structure interaction, Wakes (Aerodynamics), Unsteady flow (Fluid dynamics).