

ÉCOLE DOCTORALE MSII

Laboratoire ICube (UMR7357)

THÈSE présentée par :

David LEFEBURE

soutenue le : **18 décembre 2020**

pour obtenir le grade de : **Docteur de l'université de Strasbourg**

Discipline/ Spécialité : Mécanique des fluides

**Étude et optimisation d'un système de production
d'énergie basé sur les oscillations induites par vortex**

THÈSE dirigée par :

M. MOSÉ Robert

Professeur des universités, université de Strasbourg

RAPPORTEURS :

Mme. DJERIDI Henda

Professeur des universités, université de Grenoble

M. CHATELLIER Ludovic

Maître de conférences HDR, université de Poitiers

EXAMINATEUR :

M. HOARAU Yannick

Professeur des universités, université de Strasbourg

INVITÉ :

M. DELLINGER Nicolas

Chercheur associé, université de Strasbourg

UNIVERSITÉ DE STRASBOURG
ÉCOLE DOCTORALE MSII
MATHÉMATIQUES, SCIENCES DE L'INFORMATION
ET DE L'INGÉNIEUR

T H È S E

pour obtenir le titre de

Docteur de l'Université de Strasbourg

Présentée et soutenue par

David LEFEBURE

Étude et optimisation d'un système de production d'énergie basé sur les oscillations induites par vortex

Thèse dirigée par Robert MOSÉ

préparée au laboratoire ICube

Jury :

<i>Directeur :</i>	Robert MOSÉ	-	Professeur, Strasbourg
<i>Rapporteurs :</i>	Ludovic CHATELLIER	-	Maître de conférence HDR, Poitiers
	Henda DJERIDI	-	Professeur, Grenoble
<i>Examineur :</i>	Yannick HOARAU	-	Professeur, Strasbourg
<i>Invité :</i>	Nicolas DELLINGER	-	Chercheur associé, Strasbourg

Remerciements

Lorsque j'ai commencé à rédiger mes remerciements, je me suis trouvé un peu idiot. Des noms, ça, j'en avais, quelques petites idées, mais aucune idée de la structure à adopter. J'ai donc ouvert Google pour chercher un modèle et je suis tombé sur une page dédiée à cela. Je me suis dit que, déjà, je n'étais pas le seul à me demander comment on rédige un truc pareil, et c'était plutôt rassurant. Et puis je suis tombé sur cette phrase « Il faut se limiter à citer les noms des personnes importantes et qui ont vraiment participé au bon déroulement de la thèse de doctorat ». Bon, finalement, cette histoire, ça peut aller loin.

Ça pourrait évidemment commencer par l'Université de Strasbourg, l'ENGEES et, par extension, le Ministère de l'Agriculture pour avoir financé ma thèse pendant ces trois ans, ainsi que les membres du jury qui m'ont fait l'honneur de bien vouloir étudier avec attention mon travail.

Je continuerais en remerciant Robert Mosé... ou plutôt, non, je ne remercierais pas Robert Mosé, je remercierais « Bob », parce que plus qu'un professeur, qu'un directeur de département, d'IUT, de thèse, c'est à un ami que j'aimerais adresser ma gratitude. Sans la confiance qu'il m'a témoignée, vous ne seriez pas en train de lire ces lignes aujourd'hui.

Mes remerciements iraient ensuite à Nicolas Dellinger, pour ses qualités à la fois humaines et professionnelles. C'est avec lui que j'ai compris que s'il est important d'aimer le travail que l'on fait, il l'est tout autant, voire davantage, de le partager avec des personnes que l'on apprécie. « On n'est pas sérieux, quand on a dix-sept ans », écrivait Rimbaud, et à voir Nico, j'irais jusqu'à dire que ça peut valoir même passé la trentaine ! En cela, il reste encore aujourd'hui pour moi un modèle d'insouciance au sens le plus positif du terme.

Viendrait ensuite Pierre François. Lorsque je préparais ma thèse, je me demandais quel type de chercheur je voudrais être à l'avenir. Maître de conférence ? Chercheur R&D dans le privé ? J'ai finalement choisi la voie de l'ingénierie en intégrant un bureau d'études, mais peu avant de partir j'avais fini par trouver la réponse ; je voulais devenir un Pierre François. Ceux qui ont déjà eu la chance de travailler avec lui savent de quoi je veux parler.

Je remercierais ensuite Fab pour nos pauses café et nos interminables discussions autour du cinéma et de la philosophie, Yannick, Guilhem, Pascal, JB, Julien et de manière générale, l'ensemble des sites Boussingault, INSA et ENGEES.

Je chercherais ensuite à trouver des mots suffisamment originaux et rigolos pour exprimer ma reconnaissance envers Thierry Schaetzle. Non pas parce qu'il a accepté de m'embaucher comme aide bibliothécaire à l'ENGEES pendant deux ans (et entre nous, j'ai été suffisamment médiocre dans cette tâche pour qu'il ne me remercie pas non plus de l'avoir été !), mais pour son amitié, son soutien durant ces trois ans, et sa relecture (très) rigoureuse du présent manuscrit. J'en profiterais, cette fois-ci en

tant qu'ancien étudiant de l'école, pour le remercier de constituer un élément aussi compétent, bienveillant, et indispensable pour l'établissement.

Puisqu'il faut que je me contente de remercier les « personnes importantes qui ont vraiment participé au bon déroulement de la thèse », j'aimerais remercier mes collègues de Cerebrum (sauf Tom¹) et de Fluid-System, ainsi que Xavier, pour m'avoir supporté et encouragé à continuer. J'aimerais en particulier remercier Fred pour son soutien et ses bons conseils qui, même en dehors du boulot, m'ont amené à m'améliorer et à mener à bien cette thèse.

Je remercierais ensuite mes amis, Alain et Jacinta, pour m'avoir encouragé à poursuivre mes études après mon BTS, Georges Haas pour m'avoir donné le goût des mots, Thierry de Larochelambert pour m'avoir donné celui des sciences. Romain, Steven, Julien, Wanda, Stéphane, Florian, Marie, François, mes amis de l'ENGEES, et beaucoup trop d'autres personnes pour que je puisse citer tout le monde. Je ne compte pas sur cette double page A4, qui n'a pas vocation à devenir un annuaire téléphonique, pour que les personnes qui comptent pour moi soient informées de la gratitude que j'ai envers eux. Ils le savent déjà.

Je finirais ce petit texte de remerciement avec un petit mot pour ma famille. Mes parents, pour m'avoir dissuadé de faire un CAP boulangerie (que j'aurai tout le loisir de faire à présent si l'envie me reprend), Emilie, Benjamin, Martine, Aurore, Elsa, Gus, Yohann. Merci à Nadia qui m'a été d'un grand soutien pendant ces cinq dernières années, et à mon petit garçon Raphaël pour les dessins qu'il a fait assis sur les genoux de son papa, qui, lui, finissait la rédaction d'un manuscrit entamé avant sa naissance.

J'ai finalement choisi de ne pas suivre le tuto Google pour rédiger mes remerciements, mais avoir passé la soirée à chercher les meilleures tournures m'a permis de repenser, avec un brin de nostalgie, à ces trois années passées en votre compagnie. Un grand merci à vous tous pour cela.

1. Non, c'est pas vrai.

EN ESSAYANT CONTINUELLEMENT
ON FINIT PAR RÉUSSIR. DONC:
PLUS ÇA RATE, PLUS ON A
DE CHANCES QUE ÇA MARCHE.

– Jacques Rouxel

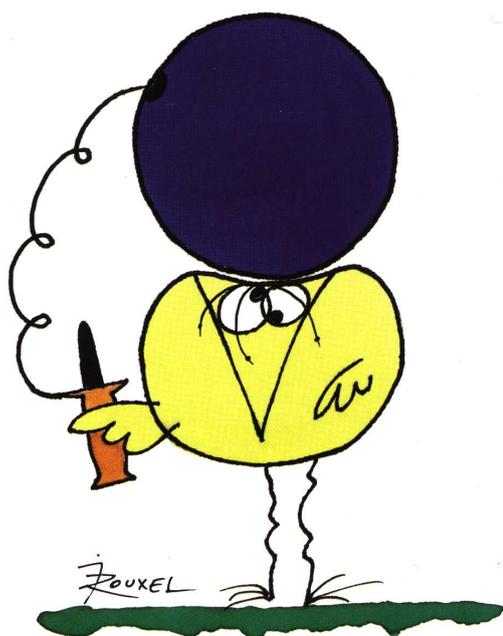


Table des matières

1	Introduction	3
1.1	Production d'énergie électrique en France	3
1.1.1	Contexte et quelques chiffres	3
1.1.2	Exemples de sources d'énergie renouvelable hors hydraulique	6
1.1.3	Énergie hydraulique	7
1.1.4	Potentiel des cours d'eau inexploités	13
1.2	Production d'énergie par hydroliennes	13
1.2.1	Définition d'une hydrolienne	13
1.2.2	Quelques concepts d'hydroliennes marines	14
1.2.3	Récupération d'énergie par Mouvements Induits par Vortex	15
1.3	Vibrations induites par vortex	19
1.3.1	Présentation du phénomène	20
1.3.2	Principales grandeurs adimensionnées	21
1.3.3	Modes de formation de tourbillons	24
1.3.4	Définition des forces hydrodynamiques	28
1.3.5	Vortex Induced Vibration Aquatic Clean Energy (VIVACE)	29
1.4	Objectifs de la thèse	31
1.5	Prototype développé au laboratoire ICube	33
2	Développement d'un modèle analytique permettant d'estimer les paramètres de contrôle optimaux	37
2.1	Intérêt d'un modèle analytique	37
2.2	Vibration de systèmes linéaires du second ordre	38
2.2.1	Mise en équation	38
2.2.2	Recherche de $z_H(t)$, oscillations libres avec amortissement sous-critique ($\xi < 1$)	40
2.2.3	Recherche de $z_P(t)$	41
2.2.4	Solution complète de l'équation différentielle	42
2.3	Établissement du modèle analytique	44
2.3.1	Application du principe fondamental de la dynamique	44
2.3.2	Prise en compte du mouvement du cylindre	48
2.3.3	Projection des forces de portance et de traînée sur l'axe \vec{z}	50
2.3.4	Résolution de l'équation de mouvement	52
2.4	Utilisation du modèle analytique	54
2.4.1	Amplitude <i>root mean square (rms)</i> maximale atteignable	54
2.4.2	Raideur optimale $k_{s,opt}$ permettant de maximiser l'amplitude de mouvement	54
2.4.3	Efficacité maximale	55
2.4.4	Rendement maximal	56

2.5	Bilan	57
2.5.1	Synthèse du protocole d'optimisation du modèle	57
2.5.2	Limites du modèle analytique	58
2.5.3	Prise en compte du paramètre n_p	58
2.5.4	Prise en compte du paramètre v_{th}	59
3	Modèle numérique	63
3.1	Introduction	64
3.1.1	Qu'est-ce qu'un modèle CFD?	64
3.1.2	Intérêt dans le contexte de la thèse	64
3.2	Résolution numérique de problèmes de mécanique des fluides	65
3.2.1	Équations de Navier-Stokes	65
3.2.2	Méthode des volumes finis	66
3.2.3	Modélisation de la turbulence	67
3.2.4	Modélisation des écoulements en proche-paroi	71
3.2.5	Interactions fluide-structure	73
3.3	Un outil de modélisation : Open ∇ FOAM	74
3.3.1	Présentation	74
3.3.2	Structure d'un dossier de travail	75
3.3.3	Les trois phases de la simulation	76
3.3.4	Souplesse d'Open ∇ FOAM	79
3.4	Modélisation du cylindre oscillant	79
3.4.1	Définition du besoin	79
3.4.2	Développement du modèle	80
3.4.3	Validation du modèle de l'écoulement autour du cylindre	89
3.5	Méthodes d'analyse et découplage des forces hydrodynamiques	91
3.5.1	Analyse des signaux	91
3.5.2	Découplage des forces	93
3.5.3	Stratégies de balayage des paramètres	99
3.6	Résultats	100
3.6.1	Validation du découplage des forces	100
3.6.2	Résultats du découplage des forces hydrodynamiques	101
3.6.3	Validation du modèle analytique	102
3.6.4	Effet du coefficient d'amortissement ξ sur les performances	107
3.6.5	Évaluation de l'influence de n_p sur l'efficacité	108
3.7	Bilan	113
4	Montage et étude d'un dispositif expérimental	115
4.1	Introduction	115
4.2	Conception du dispositif expérimental	116
4.2.1	Principe global de fonctionnement	116
4.2.2	Adaptation du disposition à la récupération de l'énergie cinétique diffuse	118
4.2.3	Conversion de l'énergie hydraulique en énergie mécanique	121

4.2.4	Conversion de l'énergie mécanique en énergie électrique	127
4.3	Contrôle-commande et mesure des champs de vitesse	129
4.3.1	Constituants et mise en œuvre de mesure et de contrôle	130
4.3.2	Caractéristiques des contrôleurs	135
4.3.3	Mesure des champs de vitesse	135
4.4	Caractérisation du système monté	139
4.4.1	Mesure du coefficient d'amortissement visqueux	139
4.4.2	Mesure de la raideur équivalente du ressort	141
4.5	Préparation des canaux	143
4.5.1	Canal du site Rue Boussingault	144
4.5.2	Canal du site INSA	147
4.6	Résultats	154
4.6.1	Essais à débit constant et raideur fixée	154
4.6.2	Essais à vitesses et hauteur d'eau plus importantes	168
4.7	Bilan de la phase expérimentale	177
5	Bilan général et perspectives	179
	Bibliographie	185
A	Formulaire du modèle analytique	191
A.1	Schémas	191
A.1.1	Schéma récapitulatif des différentes grandeurs	191
A.1.2	Projection des forces appliquées sur l'axe vertical	192
A.2	Relations de base	192
A.2.1	Vibrations induites par vortex	192
A.2.2	Autres relations	194
A.3	Modèle analytique	195
A.3.1	Formules générales	195
A.3.2	Cas particuliers (<i>lock-in</i>)	198
B	Code source modification OpenFoam	201
C	Programme implanté dans la carte Arduino	217

Table des figures

1.1	Cumul de la production énergétique brute en France métropolitaine depuis 1950 [41].	4
1.2	Production énergétique en France métropolitaine [69].	5
1.3	Parc photovoltaïque de Villanueva dans l'état de Coahuila au Mexique. Photographie : Alfredo Estrella - AFP.	8
1.4	Vue aérienne du barrage hydraulique et du lac de Sainte Croix dans les Gorges du Verdon. Photographie : Franck Oddoux - EDF.	8
1.5	Évolution de la forme des turbines avec la vitesse spécifique et la chute (GE/Alstom).	10
1.6	Schéma de principe et photographie d'une turbine de type Pelton.	10
1.7	Schéma de principe et photographie d'une turbine de type Francis.	11
1.8	Schéma de principe et photographie d'une turbine de type Kaplan.	11
1.9	Classification des différents mouvements induits par vortex [68].	15
1.10	Représentation d'une aile symétrique en condition instable.	16
1.11	Vue d'artiste et photographie d'un prototype à échelle 1 du Stingray Tidal Stream Converter de Engineering Business Ltd.	17
1.12	Le récupérateur d'énergie bioSTREAM a été dessiné de sorte à reproduire le comportement hydrodynamique de la nageoire d'un requin.	18
1.13	Schéma de principe du dispositif imaginé par Vicente-Ludlam [82].	19
1.14	Illustration du dispositif imaginé par Armandei et Fernandes [4].	20
1.15	Allée de Bénard-Von Kàrmàn observée en aval d'un cylindre.	20
1.16	Structure <i>offshore</i> détruite par des <i>Vortex-induced vibrations</i> (VIV).	21
1.17	Évolution du nombre de Strouhal en fonction de Re pour un cylindre de section circulaire [13, 2, 52].	23
1.18	Régimes de formation de tourbillons pour différents Re [52].	25
1.19	Amplitude des coefficients de portance C'_L et de traînée C'_D en fonction de Re et délimitation des différents régimes de formation de tourbillons tels que classifiés par Zdravkovich [85].	26
1.20	Schéma représentant un cylindre circulaire sujet aux forces hydrodynamiques de traînée $F_D(t)$ et de portance $F_L(t)$ dans le plan (o, \vec{x}, \vec{z})	29
1.21	Vue d'artiste du dispositif proposé par l'équipe de M. Bernitsas (a) et dispositif expérimental (b).	30
1.22	Schéma simplifié du dispositif et rappel des grandeurs.	34
2.1	Vue de côté. Les flèches circulaires représentent les structures tourbillonnaires.	44
2.2	Vue de face.	45
2.3	Schéma représentant un cylindre circulaire sujet aux forces hydrodynamiques de traînée $F_D(t)$ et de portance $F_L(t)$ dans le plan (o, \vec{x}, \vec{z})	50
2.4	Principe d'établissement du modèle analytique.	57

2.5	F_g pour différentes valeurs de n_p ($k_p = 1$).	59
2.6	Spectres des signaux correspondant aux forces imposées par la génératrice F_g pour différentes valeurs de n_p avec $k_p = 1$	60
3.1	Vitesse et allure d'une ligne de courant dans le cas d'un régime laminaire et d'un régime turbulent.	68
3.2	Schéma d'un spectre d'énergie d'une simulation moyennée, résolu (gauche) et modélisé (droite) [25].	69
3.3	Représentation schématique des deux approches de modélisation des écoulements en proche-paroi.	72
3.4	Schéma de couplage implicite [22].	75
3.5	Diagramme représentant le processus de modélisation.	76
3.6	Schéma représentant la condition limite <code>zeroGradient</code>	78
3.7	Schéma représentant la condition limite <code>inletOutlet</code>	78
3.8	Présentation des conditions aux limites.	81
3.9	Amplitudes de coefficients de portance moyens pour des cylindres fixes, avec des nombres de Reynolds allant de $5 \cdot 10^3$ à 10^7 , répertoriés par Blevins [13].	83
3.10	Valeurs du coefficient de portance obtenues pour quatre modèles de turbulence différents (Barres de gauche : valeur moyenne du coefficient de portance, où sont retranchés les effets liés à la poussée d'Archimède. Barres de droite : amplitude moyenne de fluctuation du coefficient de portance.	85
3.11	Vue d'ensemble du maillage utilisé.	86
3.12	Maillage en proche paroi (largeur d'image $\simeq 5 \times D$).	87
3.13	Maillage en très proche paroi (largeur d'image $\simeq 0.1 \times D$).	88
3.14	Test de sensibilité au maillage sur le nombre de Strouhal St et C_L	89
3.15	Profil d'amplitude et spectre fréquentiel des fluctuations de vitesse verticale du fluide mesurés expérimentalement et obtenus numériquement à l'aval d'un cylindre librement oscillant.	90
3.16	Exemple de traitement <i>Fast Fourier Transform</i> (FFT) obtenu à partir d'un signal périodique.	92
3.17	Projection des forces de portance et de traînée selon la direction \mathbf{z}_1 avec un angle θ entre l'axe $O\vec{x}$ et le vecteur vitesse incident $\vec{u}_{rel}(t)$	94
3.18	Confrontation de la pulsation de lâchers de tourbillons ω_v issue du modèle numérique avec la pulsation théorique calculée à partir des valeurs de C_a et de β obtenues par découplage.	100
3.19	Exemple des forces de portance C_L et de traînée $\overline{C_D}$ projetées sur les axes perpendiculaire et colinéaire au vecteur vitesse incident.	101

3.20	Comparaison entre la position angulaire du point d'arrêt et l'angle calculé à partir du ratio entre la vitesse d'oscillation du cylindre et la vitesse d'écoulement amont. Ces deux angles sont représentés en fonction du ratio t/T , qui caractérise l'évolution temporelle durant une période T . Les barres d'erreur verticales quantifient l'incertitude sur le calcul de l'angle, tandis que les barres horizontales dépendent directement du pas d'enregistrement de la simulation numérique.	103
3.21	Évolution de la position du point d'arrêt de l'écoulement sur le cylindre à trois instants d'une période d'oscillation.	104
3.22	Cartes de rendement après balayage des paramètres normalisés k_p/u_∞ et k_s/u_∞^2 . Le gradient de couleur représente le rendement η tandis que les courbes noires représentent les iso-rendements entre 0 et 45% et sont espacées par des pas de 1%.	105
3.23	Évolution des valeurs optimales de $k_{p,opt.}$ et $k_{s,opt.}$ en fonction du nombre de Reynolds. Les résultats du modèle <i>Computational Fluid Dynamics</i> (CFD) sont représentés en trait plein rouge, et les valeurs estimées par le modèle analytique sont reliés par les traits pointillés noirs. Les courbes en trait plein noir représentent les estimations du modèle analytique pour $\gamma_{rms} = 1$ et $\gamma_{rms} = \sqrt{2}$	106
3.24	Effet du coefficient d'amortissement ξ sur le rapport de fréquences.	108
3.25	Relation entre le coefficient d'amortissement ξ et le rapport de fréquences Δf^*	109
3.26	Rendement η par rapport à γ_{rms}	109
3.27	Effet du coefficient d'amortissement ξ sur le coefficient de portance.	110
3.28	Effet de n_p sur les performances.	111
3.29	Effet de n_p sur l'amplitude des oscillations.	111
3.30	Évolution de la fréquence des oscillations en fonction de k_p pour différentes valeurs de n_p	112
3.31	Effets de n_p sur l'allure de la consigne de force imposée par la génératrice sur le cylindre.	112
4.1	Schéma du prototype installé dans le canal.	117
4.2	Schéma des blocs cylindre – structure oscillante et du système électromécanique, composé d'une génératrice et d'un système poulie-courroie	118
4.3	Coefficients de portance et de traînée <i>rms</i> en fonction du nombre de Reynolds [85].	120
4.4	Cylindre utilisé pour le dispositif expérimental.	120
4.5	Effet du facteur de forme d'un cylindre circulaire rigide sur l'amplitude maximale de ses oscillations ($7.5 \times 10^3 < Re < 2 \times 10^5$) [1].	123
4.6	Amplitude et fréquence des oscillations d'un cylindre sujet aux VIV assimilable à un système masse-ressort-amortisseur linéaire [34].	123
4.7	Schéma représentant les deux ressorts en série.	125
4.8	Poutre à deux appuis avec effort F concentré en porte-à-faux.	125
4.9	Raideur équivalente théorique en fonction de la position du curseur.	127

4.10	Schéma électrique équivalent du moteur à courant continu.	128
4.11	Schéma global de l'électronique embarquée installée dans le prototype.	131
4.12	Schéma bloc représentant la stratégie de contrôle-commande du système.	131
4.13	Emplacement du boîtier électrique contenant l'ensemble de l'électronique embarquée.	132
4.14	Contenu du boîtier électrique avec l'alimentation et les trois systèmes embarqués (NI myRIO, ESCON et Arduino).	132
4.15	Schéma de principe d'un codeur incrémentiel.	133
4.16	Système de contrôle de raideur du ressort à lame. À gauche, le moteur pas-à-pas dont le stator est relié au bâti et l'arbre à une vis sans fin. Cette dernière est reliée au chariot de réglage de la raideur du ressort à lame par l'intermédiaire d'une pièce filetée qui fait office de liaison hélicoïdale (à droite).	134
4.17	Schéma de principe de la méthode de mesure des profils de vitesse. Coup dans le plan (o, \vec{x}, \vec{z})	138
4.18	Schéma représentant le système de contrôle et la partie mécanique du dispositif expérimental.	139
4.19	Vue 3D du dispositif expérimental qui a été développé.	140
4.20	Mise en œuvre et exploitation des résultats de la méthode permettant de récupérer les coefficients d'amortissement du système.	142
4.21	Évolution du coefficient d'amortissement visqueux du système pour différentes vitesses d'écoulement simulées.	142
4.22	Mesure de la raideur équivalente du ressort en fonction de la position du curseur.	143
4.23	Vue du canal à surface libre du site Rue Boussingault. Au centre, le support du cylindre oscillant.	145
4.24	Canal à surface libre du site Rue Boussingault en fonctionnement.	145
4.25	Position des points de mesure des profils de vitesse dans le plan xOy (vue de haut).	147
4.26	Profils des vitesses moyennes horizontales pour les quatre positions latérales.	148
4.27	Spectres des vitesses pour les quatre positions latérales, obtenus par traitement FFT.	148
4.28	Entrée du canal de l'INSA.	149
4.29	Ouvrage de rétrécissement installé dans le canal de l'INSA.	149
4.30	Vanne utilisée pour contrôler le niveau de l'eau.	150
4.31	Profils des vitesses dans la direction de l'écoulement pour deux configurations de capteurs différentes.	151
4.32	Position des points de mesures utilisés pour caractériser l'effet du rétrécissement sur l'écoulement, dans le plan (o, \vec{x}, \vec{y}) (vue de haut).	153
4.33	Pourcentage de vitesse latérale par rapport à la vitesse débitante pour six positions longitudinales.	154

4.34	Mesure des amplitudes et fréquences des fluctuations de la vitesse verticale pour le cylindre fixe.	156
4.35	Profil des vitesses longitudinales moyennes.	156
4.36	Mesure de l'écoulement à l'aval du cylindre fixe ($y_T = 30$ cm).	157
4.37	Mesure de l'écoulement à l'aval du cylindre fixe ($y_T = 18.5$ cm).	157
4.38	Mesure de l'écoulement à l'aval du cylindre fixe ($y_T = 9.5$ cm).	157
4.39	Mesure de l'écoulement à l'aval du cylindre fixe ($y_T = 3.25$ cm).	157
4.40	Mesure des amplitudes et fréquences des fluctuations de la vitesse verticale pour le cylindre oscillant.	159
4.41	Profil des vitesses longitudinales moyennes.	160
4.42	Évolution moyenne de la fréquence des fluctuations de vitesse verticale, des amplitudes de fluctuation de vitesse et de la vitesse moyenne horizontale en fonction du temps.	161
4.43	Effets de n_p et $v_{th.}$ sur la récupération d'énergie.	162
4.44	Évolution de l'amplitude des oscillations en fonction de k_p pour trois configurations différentes.	164
4.45	Évolution de l'efficacité en fonction de k_p pour trois configurations différentes.	165
4.46	Évolution du rendement et de l'amplitude adimensionnée des oscillations en fonction de n_p	166
4.47	Fréquence des oscillations du cylindre en fonction de k_p et n_p pour différents $v_{th.}$ et m^*	167
4.48	Amplitude d'oscillation et spectres des fréquences pour plusieurs raideurs à débit d'entrée fixé. Position verticale du cylindre à 19 cm pour une hauteur d'eau de 38 cm.	169
4.49	Fréquences de fluctuation de la vitesse verticale sur le long du profil mesuré, cylindre fixe.	171
4.50	Spectre des fluctuations de vitesse et d'oscillation du cylindre pour $k_{eq} = 860$ N/m.	172
4.51	Mesure des amplitudes et fréquences des fluctuations de la vitesse verticale pour le cylindre oscillant avec différentes raideurs équivalentes ($z_0 = 0$ cm).	173
4.52	Mesure des amplitudes et fréquences des fluctuations de la vitesse verticale pour le cylindre oscillant avec différentes raideurs équivalentes ($z_0 = 3.5$ cm).	174
4.53	Profils d'amplitudes de fluctuation pour six positions verticales de cylindre, cinq prises de mesures latérales.	176
4.54	Amplitudes moyennes des fluctuations de vitesse en fonction de la position latérale pour différentes positions verticales du cylindre (profondeur de l'axe par rapport à la surface libre comprise entre 2 et 27 cm).	177
5.1	Modèle numérique avec cylindre 3D et surface libre.	182

5.2	Modèle expérimental monté dans le canal de l'Institut National des Sciences Appliquées (INSA).	182
A.1	Vue de côté.	191
A.2	Vue de face.	191
A.3	Projection des forces $F_L(t)$ et $F_D(t)$ sur l'axe \vec{z}' selon $v(t)$	192

Liste des tableaux

1.1	Différents modes de formation des tourbillons d'après Achenbach et Heinecke [2].	25
1.2	Différents modes de formation des tourbillons d'après Zdravkovich [85].	27
3.1	Coefficients de portance moyens trouvés pour $Re = 5,5 \times 10^4$	84
3.2	Résumé des paramètres entrants du modèle servant au choix du modèle de turbulence.	84
3.3	Tableau de résultats d'analyse FFT.	92
3.4	Résumés des cas-tests balayés par le modèle numérique.	100
3.5	Tableau récapitulatif des coefficients hydrodynamiques et de γ_{rms} pour les cas de rendement maximal à différents régimes d'écoulement. C_L , $\overline{C_D}$ and C_a ont été obtenus par méthode inverse à partir des résultats de simulations numériques.	101
3.6	η_{max} , $k_{s,opt}$ et $k_{p,opt}$. calculés et obtenus numériquement pour différents nombres de Reynolds.	106
4.1	Fiche technique du servo-moteur utilisé pour servir de génératrice.	129
4.2	Caractéristiques du canal à surface libre du site Rue Boussingault.	144
4.3	Valeurs des paramètres physiques utilisés pour les essais.	155
4.4	Rappel des paramètres physiques utilisés pour les essais.	162

Avant-propos

La politique énergétique du pays prend un tournant décisif. Les accidents nucléaires des dernières décennies ont écorché de manière indélébile l'image de l'atome dans l'imaginaire collectif, et la question de la suppression des réacteurs se pose aujourd'hui plus que jamais. La catastrophe mondiale promise par le changement climatique transforme peu à peu l'opinion publique en une prise de conscience en faveur des énergies renouvelables. Enfin, la dépendance au pétrole constitue un enjeu diplomatique et économique majeur pour la France qui ne produit que très peu d'hydrocarbures – et qui n'en produira plus à compter de 2040 suite au vote de la loi Holut en 2018 [46].

Si l'explosion de la production d'énergie par le nucléaire des années 1970 a permis de limiter le poids des modes de production dits « carbonés », la place des centrales hydrauliques est restée inchangée [41]. Pour cause : l'équipement des derniers sites compatibles est freiné par des contraintes sociétales (ex. : barrage de Sivens) et/ou administratives, et la France métropolitaine compte un nombre de cours d'eau à grand débit limité.

L'émergence de nouveaux matériaux (alliages, béton composite) permet aujourd'hui de concevoir des hydroliennes adaptées au milieu marin [20]. L'utilisation des courants marins représente un potentiel indéniable : en Europe, la puissance installée pourrait atteindre les 15 GW (3 GW en France), pour une production annuelle de 20 à 30 GWh [31]. Cependant, ce mode de production possède des inconvénients, comme l'impact sur l'environnement ou l'érosion, et ne permet d'alimenter en électricité que les côtes.

L'une des réponses apportées à ces problématiques est l'installation de centrales à plus petite échelle, appelées micro ou pico-centrales. Ces dernières produisent par définition moins d'énergie² mais sont réparties de sorte à répondre à des besoins clairement définis et/ou à approvisionner des sites difficilement raccordables au réseau : on parle alors de production décentralisée. En cela, toutes les ressources hydrauliques n'ont pas été exploitées. La majorité des cours d'eaux sont constitués d'écoulements à faible débit³ ou d'ouvrages à faible hauteur de chute. En outre, le manque de vitesse d'écoulement ainsi que la variabilité des débits les rend inappropriés à l'exploitation par les systèmes hydroliens traditionnels.

Le développement de systèmes capables de tirer profit de ces ressources constitue donc un nouvel enjeu à la fois scientifique, environnemental et économique :

2. Puissances récupérées comprises entre 20 et 500 kW pour les micro-centrales et inférieures à 20 kW pour les pico-centrales [3].

3. La base de données Carthage [40] référence plus de 125 000 cours d'eau en France métropolitaine, dont notamment 74 fleuves, 416 rivières, 1 714 canaux et 27 347 ruisseaux.

- scientifique, car il est nécessaire de développer de nouvelles technologies dont les rendements optimaux sont obtenus pour des vitesses d'écoulement à la fois faibles et variables ;
- environnemental, car il ne suffit pas de produire de l'électricité à partir de ressources renouvelables pour qu'un système soit sans impact sur l'environnement. À titre d'exemple, les barrages hydroélectriques empêchent la migration de certaines espèces piscicoles et ne sont donc pas, par définition, ichtyocompatibles. Ils constituent également un frein à la continuité sédimentaire [43] ;
- économique, car l'exploitation de ces ressources permettrait de répondre à une part de la demande en énergie et donc de limiter la production par des installations plus coûteuses.

De nombreux systèmes de récupération d'énergie utilisant les formations de tourbillons autour d'une structure mobile⁴ ont été développés ces dernières années, et se concentrent sur des installations en parcs sur les fonds marins. Mais peu se sont intéressés au cas des rivières à faible courant. En effet, leur configuration particulière rend la récupération d'énergie difficile ou faiblement efficace compte tenu de la faible énergie cinétique disponible et de l'importante variabilité de leur débit. C'est dans ce contexte que l'équipe Mécanique des Fluides (MécaFlu) du laboratoire ICube s'est lancée en 2014 dans le projet de développement d'un dispositif capable de s'adapter au cas des rivières à courants faibles et variables.

Ce dispositif est conçu pour tirer profit des Vibrations Induites par Vortex (VIV). Ce phénomène de mécanique des fluides est rencontré lorsqu'un corps solide est plongé dans un écoulement. Des tourbillons apparaissent à l'aval de celui-ci et sont susceptibles de le faire vibrer latéralement – et, dans une moindre mesure, longitudinalement. Les vibrations induites par vortex ont été largement étudiées durant la seconde moitié du XIX^e siècle car elles peuvent provoquer la destruction d'ouvrages immergés ou exposés au vent. La connaissance des facteurs responsables de leur apparition est donc essentielle lors du dimensionnement de tels ouvrages.

Dans notre cas, les VIV permettent d'obtenir une énergie mécanique de translation, prélevée sur l'énergie cinétique de l'écoulement incident. L'énergie mécanique est ensuite convertie en énergie électrique par l'intermédiaire d'une génératrice. Tout l'intérêt de l'amélioration du système consiste à maximiser l'énergie cinétique récupérée et à optimiser sa conversion en électricité.

4. La formation des tourbillons peut se faire sous différentes formes, aussi les anglo-saxons distinguent-ils le *galloping* (galop) du *fluttering* (battement) et du *buffeting* (tremblement) – sans compter bien sûr les *vortex-induced vibrations* (vibrations ou oscillations induites par vortex).

Introduction

Sommaire

1.1	Production d'énergie électrique en France	3
1.1.1	Contexte et quelques chiffres	3
1.1.2	Exemples de sources d'énergie renouvelable hors hydraulique	6
1.1.3	Énergie hydraulique	7
1.1.4	Potentiel des cours d'eau inexploités	13
1.2	Production d'énergie par hydroliennes	13
1.2.1	Définition d'une hydrolienne	13
1.2.2	Quelques concepts d'hydroliennes marines	14
1.2.3	Récupération d'énergie par Mouvements Induits par Vortex	15
1.3	Vibrations induites par vortex	19
1.3.1	Présentation du phénomène	20
1.3.2	Principales grandeurs adimensionnées	21
1.3.3	Modes de formation de tourbillons	24
1.3.4	Définition des forces hydrodynamiques	28
1.3.5	Vortex Induced Vibration Aquatic Clean Energy (VIVACE)	29
1.4	Objectifs de la thèse	31
1.5	Prototype développé au laboratoire ICube	33

1.1 Production d'énergie électrique en France

1.1.1 Contexte et quelques chiffres

Jusqu'à l'apparition de la machine à vapeur au XVIII^e siècle, les besoins en énergie étaient majoritairement comblés par les énergies d'origine renouvelable à travers la biomasse (énergie thermique), la traction animale à partir du IV^e millénaire avant J.-C., puis les moulins à eau et à vent dès le XI^e siècle [62]. C'est à partir de la fin du XIX^e siècle que se démocratise l'utilisation de l'énergie électrique.

L'aube du XX^e siècle est marquée par l'apparition progressive de l'électricité dans les ménages français et les entreprises. L'énergie électrique est alors produite par deux types de centrales :

- les centrales thermiques, alimentées par du charbon (houille noire), qui seront au nombre de 224 pour une puissance installée de 4 614 MW en 1936 [41] ;

— les centrales hydrauliques, popularisées par l'ingénieur hydraulicien Aristide Bergès, à qui l'on doit la formule de « houille blanche » pour caractériser la puissance hydraulique.

Ce mix énergétique reposera sur ces deux sources de façon à peu près équivalente jusqu'à la fin de la Seconde Guerre Mondiale. En avril 1946 est créée la structure Électricité de France (EDF) par les gouvernements de la IV^e République suite à la loi de nationalisation des 1450 entreprises françaises de production, de transport et de distribution d'électricité et de gaz pour orienter la reconstruction du pays de façon harmonieuse sur l'ensemble de la métropole. Pour des raisons stratégiques d'approvisionnement, la part de la houille noire a été diminuée au bénéfice de l'énergie hydraulique qui connaîtra une part grandissante dans le mix énergétique durant les années 1960.

La diminution des sites hydrauliques encore exploitables, la demande en énergie toujours grandissante des ménages et des entreprises, et le faible coût du pétrole ont poussé l'État à lancer un plan de développement des centrales au fioul en 1958. La part de ces dernières dans le mix énergétique n'a cessé d'augmenter jusqu'en 1973, où elle atteint 46% de la production d'électricité [41].

Le pic de production de pétrole des États-Unis et l'abandon des accords de Bretton-Woods¹ provoquent le premier grand choc pétrolier ; où le prix du baril est quadruplé entre octobre 1973 et mars 1974 [55].

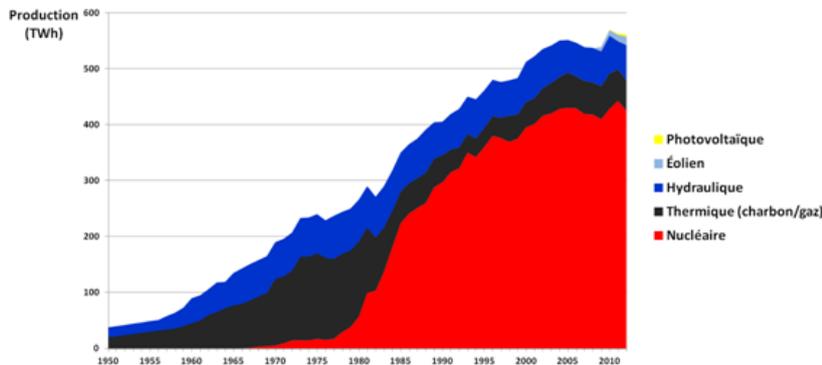


FIGURE 1.1 – Cumul de la production énergétique brute en France métropolitaine depuis 1950 [41].

Les conséquences sont telles que le gouvernement Pierre Messmer, sous la présidence de Valéry Giscard d'Estaing, décide d'entamer des investissements massifs en faveur de l'énergie nucléaire, plus stable sur le plan économique. Le plan Messmer prévoit ainsi la construction de six à sept réacteurs par an entre 1974 et 1980 [18],

1. Le prix du pétrole est alors fixé au dollar américain. Cette devise connaît en 1970 une inflation telle que les États-Unis décident de suspendre la convertibilité du dollar en or le 15 août 1971, sous le gouvernement Nixon. L'adoption du régime des changes flottants entraîne l'écroulement du système des taux de change fixe, ce qui provoque une importante dépréciation du dollar américain, et donc du baril de pétrole [55].

pour une puissance installée de 55 réacteurs de 900 MW [77]. Cent milliards de francs auront été empruntés par EDF sur les marchés internationaux [26].

Parallèlement à ce chantier titanesque, la France continue à investir dans la recherche sur les énergies renouvelables. Le Centre National de la Recherche Scientifique (CNRS) est alors à la pointe dans le domaine de l'énergie solaire, mais les rendements restent anecdotiques devant ceux des centrales classiques.

La mise en fonctionnement des réacteurs nucléaires marque une singularité tant dans la production que dans la consommation d'énergie électrique en France. Depuis le début des années 1980, le mix énergétique français n'a que peu évolué, faisant la part belle au nucléaire (72,3% de l'énergie produite en 2017) et à l'hydraulique (12,0%), qui a atteint son seuil limite de puissance installée² (19,5%) depuis les années 1960. La part de l'énergie renouvelable (solaire, bioénergies, éolien) gagne quant à elle peu à peu du terrain depuis le début des années 2000, mais reste minoritaire.

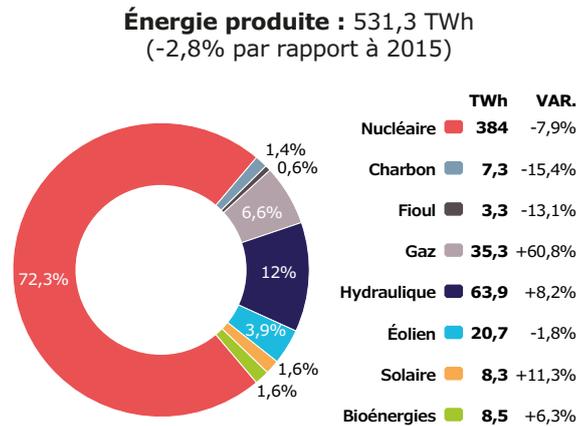


FIGURE 1.2 – Production énergétique en France métropolitaine [69].

Si le nucléaire n'est pas considéré comme étant une énergie renouvelable, le fonctionnement de ses centrales ne dégage pas de gaz à effet de serre. De même, leur capacité à produire de l'énergie de façon constante constitue un avantage indéniable face aux énergies renouvelables qui restent dépendantes de la ressource (pas d'éolien sans vent, pas de solaire sans soleil, pas d'hydraulique sans eau).

Mais malgré ces aspects positifs indiscutables, les événements de Tchernobyl et, plus récemment, de Fukushima, ont renforcé l'appréhension collective envers l'utilisation de la technologie nucléaire pour produire de l'énergie. Sans parler du risque, de coût d'entretien des centrales³ et de la problématique de la gestion des déchets

2. On distingue l'énergie produite de la puissance installée. Cette dernière correspond au cumul des puissances actives maximales produites [50], tandis que l'énergie produite correspond à la somme des puissances réellement atteintes en une année.

3. Le coût de la maintenance des 58 réacteurs est estimé à 100 milliards d'euros d'ici à 2030 [45].

nucléaires qui justifient à eux seuls la légitimité du développement de solutions alternatives.

Dans le contexte d'une volonté des Nations Unies de limiter les rejets en CO₂ et d'une appréhension croissante à l'encontre du nucléaire, les énergies renouvelables (EnR) constituent une alternative incontournable. Il faut cependant distinguer les énergies renouvelables des énergies propres, ces dernières ne coïncidant pas systématiquement. Par exemple, le filtrage des fumées et le piégeage du CO₂ dans une centrale à charbon fait de cette dernière une filière propre. De même, les panneaux photovoltaïques permettent de tirer profit de l'énergie solaire, qui est renouvelable, mais produisent des déchets comme le tellure ou le cadmium qui doivent être recyclés en fin de vie.

1.1.2 Exemples de sources d'énergie renouvelable hors hydraulique

Énergie solaire Si l'on distingue l'énergie solaire des énergies éolienne et hydraulique, le soleil reste à la base de la majeure partie des énergies renouvelables. Son rayonnement est en effet à l'origine de la photosynthèse (biomasse), des vents (éolien) ou encore du cycle de l'eau (hydroélectricité). Virtuellement inépuisable, cette source d'énergie représentera 50% de l'ensemble des énergies renouvelables en 2040 d'après la commission européenne pour les énergies renouvelables [19].

On distingue trois techniques majeures de captage d'énergie solaire : le solaire passif, le solaire thermique et le solaire photovoltaïque. Il existe des applications de production d'énergie électrique non photovoltaïques qui utilisent l'énergie solaire, mais ces dernières sont anecdotiques et indirectes. Elles permettent de transformer la chaleur solaire en mouvement mécanique qui sera par la suite converti en puissance électrique, avec ou sans intermédiaire (comme la vapeur par exemple).

L'effet photoélectrique est un phénomène physique durant lequel un matériau exposé à la lumière ou à un rayonnement électromagnétique émet des électrons. Ceci conduit soit à l'éjection des électrons du matériau – on parlera alors d'émission photoélectrique – soit à la modification de la conductivité électrique du matériau.

Les panneaux photovoltaïques sont constitués de cellules qui produisent du courant continu à partir du rayonnement solaire. Ce courant continu peut ensuite soit être converti en courant alternatif pour être injecté dans le réseau électrique, soit alimenter des batteries d'accumulateurs pour une utilisation locale.

La puissance installée des panneaux photovoltaïques représentait 6 772 MW en France en 2017, contre 2 672 MW en 2012 [69].

Énergie éolienne Les dispositifs dits aérogénérateurs permettent de convertir l'énergie cinétique fournie par le vent en énergie mécanique de rotation. Cette dernière est ensuite convertie en énergie électrique par l'intermédiaire d'un générateur.

Contrairement à une idée répandue, la première utilisation de l'énergie éolienne n'est pas celle des moulins à vent, ces derniers n'étant apparus, en Orient, qu'à la fin du VIIe siècle. Ce sont en réalité les bateaux à voile, dont les traces les plus

anciennes remontent aux environs de 3000 avant J.-C., qui ont été les premiers à tirer profit de cette source d'énergie.

La première éolienne électrique a été construite en 1888 par Charles F. Brush dans le but d'alimenter sa maison en électricité. La première éolienne industrielle a quant à elle été conçue par Paul La Cour deux ans plus tard, pour produire de l'hydrogène. Ce n'est que depuis les années 1990 que les premières éoliennes de plus de 1 MW servent à produire du courant à grande échelle.

L'énergie éolienne représente près de 9% de la puissance installée en France en 2016, soit 11 670 MW, mais seulement 4% de l'énergie produite [69]. En effet, le rendement énergétique des éoliennes est fonction de la vitesse du vent et est tributaire des conditions météorologiques.

1.1.3 Énergie hydraulique

1.1.3.1 Généralités

L'énergie hydraulique des rivières est utilisée dès l'Antiquité par des moulins à eau, pour moudre le grain. Ces derniers vont connaître au fil du temps des améliorations, notamment par les passages successifs de la roue à palette à la roue horizontale, puis à la roue verticale. Les moulins serviront par la suite à alimenter la mécanisation des manufactures.

Le XIX^e siècle voit apparaître de nouvelles turbines hydrauliques dont les rendements sont nettement supérieurs. Réalisée par Benoist de Fourneyron, l'une des premières turbines est déjà capable de produire une puissance de 45 000 W, soit près de 100 fois la puissance des roues traditionnelles.

Les investissements massifs en faveur de l'énergie hydraulique ont permis à la France d'accéder à une production annuelle moyenne de 70 TWh, ce qui correspond aujourd'hui à 12% de l'énergie produite au total. Contrairement aux centrales nucléaires, les grands barrages hydrauliques sont capables d'atteindre leur production nominale en très peu de temps (de l'ordre de 3 minutes), ce qui permet d'agir rapidement lors des pannes de grande ampleur.

1.1.3.2 Exemples de turbines utilisées pour la récupération d'énergie potentielle

Il existe diverses formes de turbines dont l'utilisation dépend de la hauteur de chute et de la vitesse spécifique (Figure 1.5).

La turbine Pelton Inventée en 1879 par Lester Allan Pelton, cette turbine se rencontre principalement dans les barrages hydroélectriques, où les faibles débits sont compensés par une hauteur de chute suffisante (supérieure à 400 m) pour générer une importante énergie cinétique. Il s'agit d'une turbine à action dans la mesure où l'énergie disponible à l'entrée de la roue est exclusivement cinétique.

Les turbines Pelton sont composées d'une roue mobile constituée d'augets en forme de double cuillère, avec une arrête tranchante médiane (Figure 1.21). Un ou



FIGURE 1.3 – Parc photovoltaïque de Villanueva dans l'état de Coahuila au Mexique. Photographie : Alfredo Estrella - AFP.



FIGURE 1.4 – Vue aérienne du barrage hydraulique et du lac de Sainte Croix dans les Gorges du Verdon. Photographie : Franck Oddoux - EDF.

plusieurs injecteurs envoient l'eau à très forte vitesse sur les augets, ce qui convertit l'énergie cinétique en énergie mécanique de rotation. Cette dernière est ensuite transformée en énergie électrique par l'intermédiaire d'une génératrice.

S'agissant d'une turbine à injection partielle et à veine libre, sa roue tourne dans l'air. L'eau est ensuite restituée librement sans l'action d'un diffuseur.

La turbine Francis Si elle a été popularisée par l'américain James B. Francis au milieu du XIX^e siècle, cette turbine a pourtant été inventée à la fin des années 1820 par le français Jean-Victor Poncelet. Très polyvalentes, ces dernières sont utilisées pour de larges gammes de hauteurs de chute (entre 40 et 800 m) et des débits moyens. Les puissances générées peuvent être très importantes, pouvant aller jusqu'à 1 000 MW et au-delà.

Elles se classent dans la catégorie des turbines à réaction, ce qui signifie que la pression à l'entrée de la roue est supérieure à la sortie de la roue. Le fluide transmet une partie de son énergie aux pales de la turbine immergée sous l'action de la différence de pression entre l'entrée et la sortie (Figure 1.7). L'eau est ensuite évacuée dans l'axe de la turbine dans l'évacuateur, dont la fonction est de ramener la pression de l'eau à la pression extérieure en récupérant une partie de l'énergie cinétique encore existante en sortie de roue.

La turbine Kaplan De même que pour les turbines Francis, les turbines de type Kaplan sont immergées et se classent dans la catégorie des turbines à réaction. Développée en 1910 par l'ingénieur autrichien Viktor Kaplan, elle répond aux limitations des turbines Francis en cas de faible hauteur de chute. Elle est en effet adaptée aux hauteurs de chute comprises entre 2 et 25 m et tire majoritairement partie de l'énergie cinétique des très forts débits (entre 70 et 800 m³/s).

La particularité de la turbine Kaplan est de permettre aux pales qui composent la roue de pivoter afin de s'ajuster à l'écoulement (Figure 1.8). Cela permet de répondre à la problématique des rivières à débit variable.

La turbine bulbe Enfin, la turbine bulbe, développée en Allemagne durant les années 1940, constitue une variante de la turbine Kaplan. Le rotor est ici placé au sein d'une enveloppe fuselée installée dans le tunnel de la centrale. À titre d'exemple, l'usine marémotrice de la Rance compte pour sa part un parc de 24 groupes-bulbes réversibles de 10 MW.

1.1.3.3 Les limitations de ces systèmes

Les types de turbines présentés ci-dessus concernent l'immense majorité des dispositifs utilisés pour récupérer l'énergie hydraulique potentielle. Elles ne concernent cependant que des cas restrictifs de cours d'eau exploitables et ne peuvent tirer profit de l'ensemble des sites à potentiel énergétique.

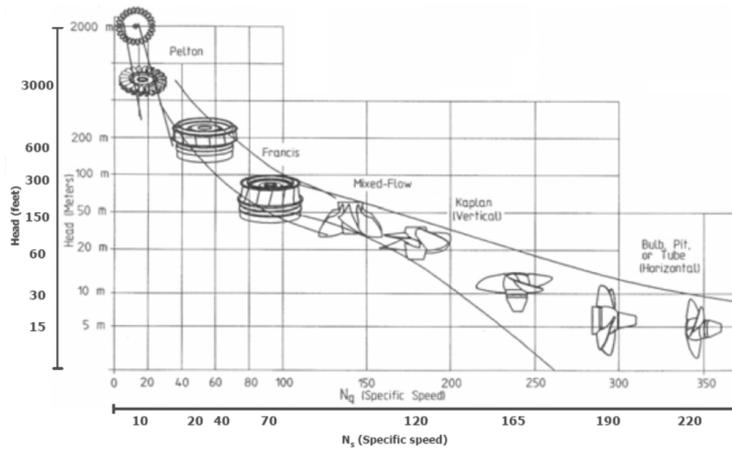
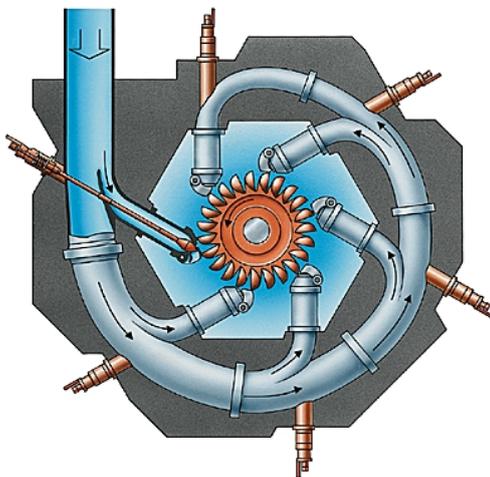


FIGURE 1.5 – Évolution de la forme des turbines avec la vitesse spécifique et la chute (GE/Alstom).

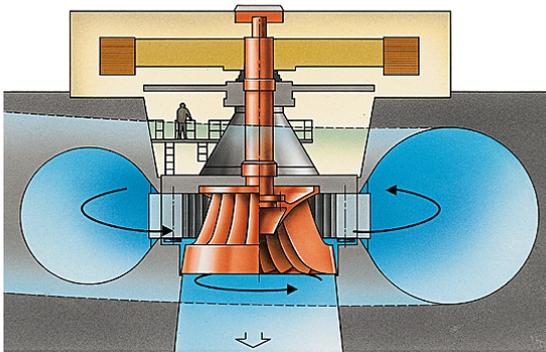


(a) Schéma de la turbine hydraulique Pelton à axe vertical de la centrale hydroélectrique de Middle Fork (Californie, États-Unis). Dessin Gilbert Macé - Archives Larousse.



(b) Aubes, ou augets, de la turbine Pelton. Photographie Hydrohrom.

FIGURE 1.6 – Schéma de principe et photographie d'une turbine de type Pelton.

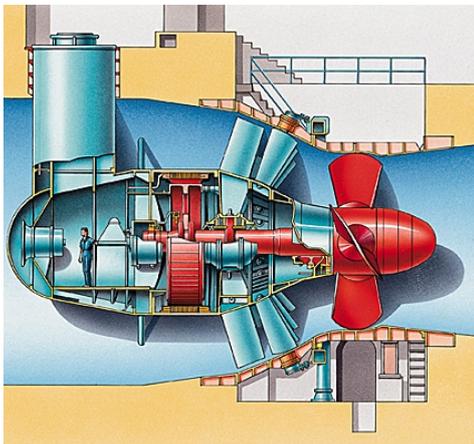


(a) Schéma de la turbine hydraulique Francis de la centrale hydroélectrique d'Ilha Solteira (Brésil). Dessin Gilbert Macé - Archives Larousse.



(b) Photographie d'une turbine Francis. Photographie Global Hydro Energy.

FIGURE 1.7 – Schéma de principe et photographie d'une turbine de type Francis.



(a) Coupe d'un groupe bulbe (usine marémotrice de la Rance). Dessin Gilbert Macé - Archives Larousse.



(b) Photographie d'une turbine Kaplan. Photographie Global Hydro Energy.

FIGURE 1.8 – Schéma de principe et photographie d'une turbine de type Kaplan.

En outre, ces technologies ne sont pas exemptes de défauts. Leur installation nécessite la construction d'ouvrages qui peuvent avoir des répercussions négatives, dont les plus importantes sont exposées ci-dessous.

Continuité écologique La notion de continuité écologique est décrite par l'article R214-109 du code de l'environnement. Elle se définit comme « la libre circulation des organismes vivants et leur accès aux zones indispensables à leur reproduction, leur croissance, leur alimentation ou leur abri, le bon déroulement du transport naturel des sédiments ainsi que le bon fonctionnement des réservoirs biologiques » [60]. La dimension longitudinale de cette continuité concerne les obstacles tels que les barrages ou les seuils.

De manière générale, les systèmes de récupération d'énergie classiques telles que les turbines soumettent les poissons qui les traversent à diverses formes de stress susceptibles de provoquer une mortalité élevée [43]. Ces contraintes sont dues principalement à leur géométrie (pales de la roue), l'accélération ou la décélération soudaine, le cisaillement, les brusques variations de pression et la cavitation. De nombreuses expérimentations ont été réalisées à l'échelle mondiale afin de déterminer le taux de mortalité des poissons lors de leur passage dans les différents types de turbines. Par exemple, le taux de mortalité des salmonidés est estimé à 100% lors de la traversée de turbines de type Pelton, heureusement utilisées dans le seul cas des hauteurs d'eau très importantes. En ce qui concerne les turbines classiquement installées dans les rivières, les chiffres font l'état d'un taux de mortalité s'étalant entre 5 et 90% [43].

Au-delà de la mortalité de ces organismes, la question de leur libre circulation se pose à chaque construction d'ouvrage. Cet aspect réglementaire constitue un frein qui limite fortement le nombre de nouvelles usines hydro-électriques.

Continuité sédimentaire L'installation d'un ouvrage provoque un obstacle aux sédiments qui peut provoquer de lourdes modifications des caractéristiques physiques d'un cours d'eau. En plus d'entraver la circulation des matériaux, cela provoque à l'aval de l'ouvrage des phénomènes d'érosion. Des chasses de sédiments doivent par conséquent être effectuées régulièrement après l'installation de tels ouvrages.

Autres impacts Des recherches menées en 2006 [36] prennent à contrepied l'idée que le bilan de gaz à effet de serre des barrages est favorable – en effet, l'activité bactériologique présente dans l'eau des barrages relâcherait d'énormes quantités de méthane, principalement dans les régions tropicales. D'après l'association Rivières Internationales, ces ouvrages contribuent à 4% des émissions mondiales de gaz à effet de serre.

De même, le coût de ces barrages et les risques liés à la sécurité comme celui de la rupture des barrages rendent difficile l'exécution des projets hydroélectriques [48].

Peu de ressources encore disponibles en France Par palier la sur-exploitation des ressources compatibles et augmenter la production d'énergie hydraulique cinétique, il subsiste deux solutions. L'énergie des mers, et celle des courants à faible vitesse. Dans le premier cas, le principe est de récupérer un maximum d'énergie cinétique à partir des courants marins. Dans le second cas, les vitesses débitantes amènent à mener des études technico-économiques fines. Ces usines hydro-électriques relèvent dans la majeure partie des cas de micro-centrale, voire de pico-centrale.

1.1.4 Potentiel des cours d'eau inexploités

Une étude menée en 2011 par l'Union Française de l'Électricité (UFE) estime à 10,6 TWh le potentiel hydroélectrique encore inexploité en France, au-delà des 67 TWh déjà produits chaque année [78]. Leur exploitation reviendrait à une augmentation de 16% du parc hydrolien existant. Sur ces 10,6 TWh, 9,5 TWh correspondraient à ce que pourraient produire de nouveaux ouvrages [79] tandis que les 1,1 TWh restants proviendraient de seuils déjà existants à équiper [80].

Les courants à faible vitesse constituent en ce sens un potentiel non négligeable, mais restent inexploités du fait de la faible énergie cinétique disponible et de la forte variabilité des débits, due à la sensibilité des rivières aux épisodes pluvieux.

À une autre échelle, l'Organisation Non Gouvernementale (ONG) *Practical Action* avance que la petite hydroélectricité constitue l'un des modes de production d'énergie d'origine renouvelable les plus adaptés aux pays en voie de développement. Ce sont en effet près de 2 milliards d'humains qui n'ont pas accès à l'énergie électrique. L'ONG ajoute que l'optimisation et la gestion efficace des micro-centrales permettrait de réduire de moitié le coût d'une petite éolienne et de 90% d'une installation photoélectrique.

La variabilité et la faible intensité des ressources rend difficile l'extraction d'énergie [39]. Il est donc nécessaire de concevoir des dispositifs capables de s'adapter en temps réel leurs points de fonctionnement. De même, il est important de prendre en compte les spécificités de chaque cours d'eau au cas par cas pour maximiser l'extraction d'énergie, opérée par des Petites Centrales Hydroélectriques (PCH).

Les PCH concernent les installations d'une puissance inférieure à 10 000 kW et permettent de tirer profit de cours d'eau à plus faible débit. Ces dernières sont, contrairement aux grands barrages, respectueuses de l'environnement de par l'installation systématique de passes à poissons, et permettent d'alimenter des régions plus difficiles d'accès.

1.2 Production d'énergie par hydroliennes

1.2.1 Définition d'une hydrolienne

À la manière d'une éolienne qui utilise l'énergie cinétique du vent, l'hydrolienne est une turbine hydraulique qui utilise l'énergie cinétique des courants. Elle transforme l'énergie cinétique en énergie mécanique de translation ou de rotation, qui est

ensuite convertie en énergie électrique par un alternateur.

Le dimensionnement d'une hydrolienne se fait donc, d'une part, pour capter un maximum d'énergie cinétique, à travers les points suivants :

- la géométrie de la turbine ;
- le choix du matériau ;
- le choix du procédé de fabrication ;
- la structure d'ancrage et de flottaison,
- le contrôle de la récupération (vitesse / couple) en temps réel ;
- etc.

D'autre part, il s'agit d'optimiser la conversion d'énergie mécanique en énergie électrique.

1.2.2 Quelques concepts d'hydroliennes marines

De nombreux concepts d'hydroliennes ont émergé dans les années 2000, du fait de la maturité technique qui a été atteinte et de la volonté des gouvernements d'investir dans l'énergie renouvelable.

Cependant, aujourd'hui, en France, les hydroliennes installées et pleinement fonctionnelles sont rares. Les difficultés techniques, telles que la corrosion ou la difficulté des opérations de maintenance rendent les dispositifs plus coûteux qu'attendu. De même, les contraintes réglementaires liées aux aspects environnementaux rendent difficile l'émergence d'une filière industrielle à court et à moyen terme [47].

Le Centre Européen de l'Énergie Marine (EMEC) a identifié plus de 50 concepts différents d'hydroliennes marines en 2008. Ce chiffre est à comparer aux 5 concepts recensés par l'Unité Mixte de Recherche (UMR) Agence Internationale de l'Énergie - Ocean Energy System (IEA-OES) cinq ans plus tôt, et qui témoigne de l'intérêt grandissant pour les hydroliennes.

Six types d'hydroliennes marines sont reconnues par l'EMEC.

- Turbines à flux transverse ou à axe vertical
- Turbines à axe horizontal
- Turbines Venturi
- Turbines autoporteuses
- Hydroliennes oscillantes
- Mini et micro hydroliennes

Nous nous intéresserons ici particulièrement au domaine des hydroliennes oscillantes. Nous nous limiterons aux dispositifs permettant de récupérer de l'énergie à partir de mouvements induits par vortex.

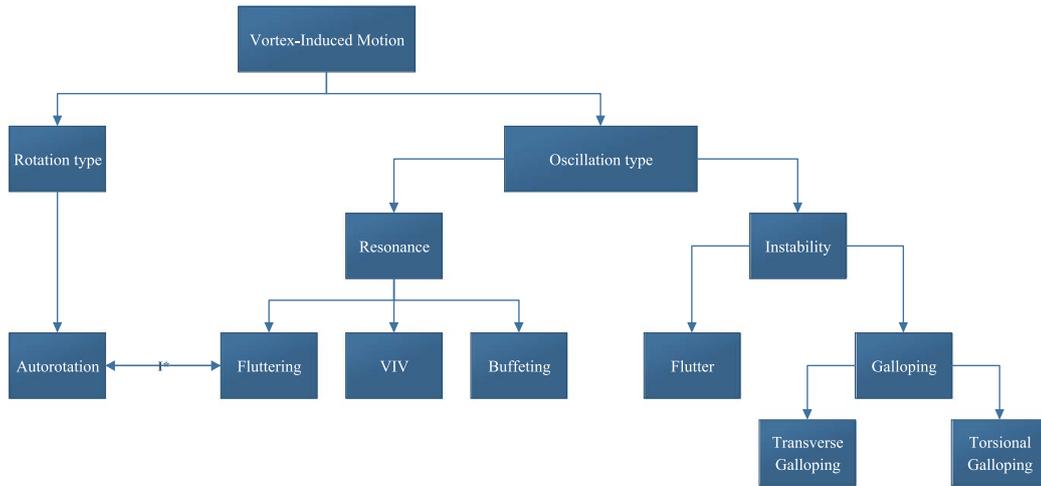


FIGURE 1.9 – Classification des différents mouvements induits par vortex [68].

1.2.3 Récupération d'énergie par Mouvements Induits par Vortex

1.2.3.1 Classification

Les mouvements induits par vortex, ou *Vortex-Induced Motions* (VIM), sont généralement connus pour leur caractère destructeur des structures immergées ou exposées au vent. Le pont de Tacoma, détruit en 1945 quelques mois après sa construction suite à des vents de 60 km/h, en constitue l'un des plus fameux exemples.

Ce phénomène a cependant pour avantage de permettre une mise en mouvement à partir de vitesses relativement faibles et donc d'en tirer de l'énergie. Les VIM ont été largement étudiés et de nombreux concepts novateurs de dispositifs de récupération d'énergie ont vu le jour ces dernières années. Le principal avantage de ces dispositifs est de fonctionner à courants faibles (moins de 2 m/s). Les limites basses (étiage) et hautes (crue) des débits étant généralement bien connues, la vitesse est en outre plus aisée à anticiper que pour le cas des éoliennes. Il est donc plus facile d'ajuster les paramètres pour obtenir une efficacité maximale. De même, l'impact visuel de ces hydroliennes est quasi-nul, contrairement aux éoliennes.

La terminologie des mouvements induits par vortex englobe plusieurs phénomènes qu'il sera utile de définir. Appelés outre-atlantique *flutter*, *galloping*, *buffeting*, *autorotation* et *vortex-induced vibration*, ils correspondent chacun à un mode de mise en mouvement bien particulier. Il existe au moins un concept de convertisseur associé à chacun des phénomènes détaillés ci-dessous.

La figure 1.9 représente la classification des différents mouvements induits par vortex.

1.2.3.2 Battement, ou *flutter*

Le phénomène de battement, ou *flutter*, consiste en un couplage hydro- ou aéro-élastique. Il s'agit d'une instabilité qui provoque des oscillations auto-entretenues, souvent sur des systèmes à deux degrés de liberté, comme les ailes d'avion.

Dans une aile, on distingue le centre de gravité du centre de poussée, ou centre aéro-dynamique. Ce dernier est classiquement placé à un quart de la corde en partant du nez. La position de celui-ci dépend de l'angle d'incidence et de la vitesse relative fluide-aile. L'instabilité survient lorsque le centre de rotation est placé en amont du centre de gravité.

Le profil d'aile est soumis à une force de portance du fait de l'écoulement incident. La répartition du champ de pression autour de l'aile évolue cycliquement, ce qui induit une mise en mouvement.

Il existe un couplage entre les deux degrés de liberté (rotation de l'aile autour de l'axe \vec{y} et translation de long de l'axe \vec{z} d'après la figure 1.10). Le mouvement s'initie lorsque certaines conditions mécaniques sont remplies [28] et que l'écoulement incident atteint une valeur particulière, que l'on appelle vitesse critique (ou *cut-in*). Cette dernière a été déterminée empiriquement par Fei et Li en 2009 [33].

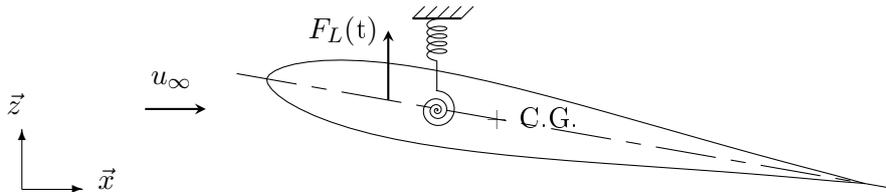


FIGURE 1.10 – Représentation d'une aile symétrique en condition instable.

L'aile sujette au phénomène de *flutter* peut atteindre de fortes amplitudes de mouvement, et cette énergie cinétique peut être récupérée pour produire de l'énergie électrique. Puisque cette amplitude de mouvement est le fruit d'une combinaison de deux fréquences d'oscillations, celle de translation et celle de rotation, on dénombre trois catégories de convertisseurs d'énergie [84].

- oscillation libre autour de l'axe et translation libre ;
- oscillation forcée autour de l'axe et translation libre ;
- oscillation forcée autour de l'axe et translation forcée.

Le premier cas correspond à un fonctionnement passif. Le principe est de calibrer les caractéristiques mécaniques de l'aile (raideur du ressort hélicoïdal, raideur du ressort de translation) pour garantir les conditions optimales quelle que soit la vitesse d'écoulement. Un tel système est actuellement étudié au laboratoire ICube [29].

Plusieurs prototypes d'hydroliennes ont été développés ces dernières années. Le plus célèbre reste le Stingray Tidal Stream Converter [74, 75, 76], développé par Engineering Business Ltd. (Figure 1.11). Le prototype consiste en une aile attachée à un bras articulé. Lors des oscillations du bras, de la pression est générée dans un vérin hydraulique qui est utilisé pour alimenter un générateur.

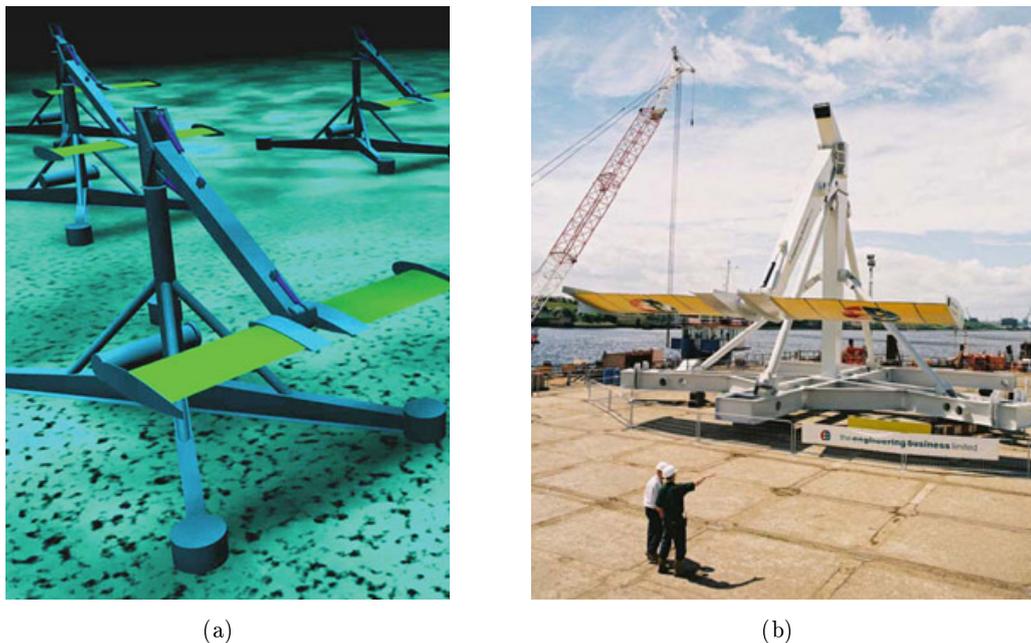


FIGURE 1.11 – Vue d'artiste et photographie d'un prototype à échelle 1 du Stingray Tidal Stream Converter de Engineering Business Ltd.

L'efficacité du prototype installé en conditions réelles en 2003 est de 11% pour un courant de 2,5 m/s et une vitesse critique de 1 m/s. La puissance installée était de 150 kW. En 2005, l'entreprise est parvenue à la conclusion que le dispositif n'était pas viable économiquement.

Un autre dispositif, le bioSTREAM [10], développé par Biopower systems, s'inspire de la forme des nageoires de requins pour fonctionner (Figure 1.12). Ce dispositif, de type semi-actif, force la rotation de la pale autour de l'axe tandis que le mouvement du bras auquel elle est rattachée est laissé libre. L'angle d'attaque de la pale est ajustée en temps réel par un microcontrôleur pour obtenir un maximum d'efficacité. La vitesse minimale nécessaire au fonctionnement du convertisseur d'énergie est de 2,5 m/s, il s'agit donc d'un système nécessitant de fortes vitesses d'écoulement pour être économiquement viable. Le modèle en développement permet de disposer d'une puissance de 250 kW.

Toutes les technologies profitant de ce phénomène ne sont pas destinées à une installation dans les fonds marins. Le projet Aniprop consiste en l'installation d'un dispositif en rivière. Le prototype installé dans la rivière Lech, à Augsburg, a permis d'extraire de l'énergie avec une puissance de 1 kW et une efficacité de 8 %.

1.2.3.3 L'instabilité de flottement, ou *galloping*

Deux modes dits d'instabilité de flottement, ou *galloping*, sont décrits dans la littérature. Le premier concerne un *galloping* transversal et le second un *galloping*



FIGURE 1.12 – Le récupérateur d’énergie bioSTREAM a été dessiné de sorte à reproduire le comportement hydrodynamique de la nageoire d’un requin.

de torsion. Dans les deux cas, un corps élastique de forme quelconque est placé dans un écoulement. Les forces fluides, générées par le mouvement relatif entre le fluide et le corps, peuvent soit augmenter, soit diminuer. Dans le premier cas, le système devient instable, et dans le second, il retrouve de la stabilité. Il s’agit d’un ratio entre l’énergie transmise au corps vibrant par les forces hydrodynamiques et l’énergie dissipée par le système. Si le ratio d’énergie est plus grand que un, le système devient instable et inversement.

Le *galloping* est une instabilité dynamique qui est causée par la turbulence interne au fluide ou n’importe quelle autre raison qui pourrait induire une perturbation initiale. Le phénomène n’a besoin que d’un mouvement initial infime pour s’amorcer.

Galopping transversal Des prototypes ont été développés pour tirer profit du galloping transversal. Les dispositifs consistent en des cylindres prismatiques plongés dans un écoulement. Un degré de liberté perpendiculaire à la direction de l’écoulement est donné au prisme pour lui permettre d’osciller [72]. Vicente-Ludlam et al. sont allés plus loin en démontrant que l’utilisation d’un système à double masse peut améliorer l’extraction d’énergie [82]. L’idée est de permettre au prisme d’osciller latéralement avec un ressort équivalent composé d’un ressort rattaché au bâti et d’un second ressort rattaché à une masse, oscillant le long de l’axe latéral (voir figure 1.13). Cette dernière masse est rattachée à un générateur qui permet de convertir l’énergie mécanique de translation en énergie électrique. L’efficacité maximale théorique est estimée à 49 % avec ce système, contre près de 44 % avec un système traditionnel à masse unique.

Évidemment, la forme de l’obstacle sujet aux interactions fluide-structure a un effet sur l’efficacité du système, et la littérature donne nombre d’exemples différents. Des objets de sections rectangulaires ou carrées [32, 86] ont notamment été étudiés. Parmi ces études, la section carrée est celle qui permet une meilleure récupération d’énergie.

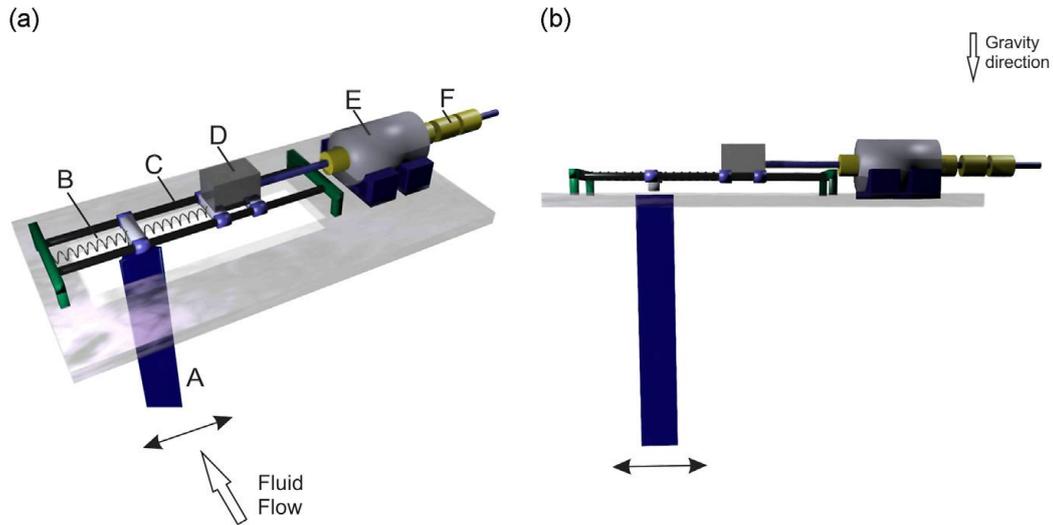


FIGURE 1.13 – Schéma de principe du dispositif imaginé par Vicente-Ludlam [82].

Galloping de torsion Cet aspect du phénomène de galloping a donné naissance à moins de concepts que pour le cas du galloping transversal. Fernandes et Armandei [35] ont développé un prototype constitué d'une surface plane attachée à un ressort hélicoïdal lui permettant d'osciller autour de l'axe perpendiculaire à la surface de l'eau. L'efficacité maximale théorique est estimée à 60%. Cependant, leurs expériences montrent que cette efficacité décroît avec l'augmentation de la vitesse.

1.2.3.4 Le tremblement, ou *buffeting*

Le *buffeting* est un phénomène de mise en mouvement d'un objet immergé du fait d'une instabilité du fluide à l'amont de celui-ci. Cette instabilité peut provenir de la turbulence ou d'allées tourbillonnaires, contrairement aux cas du flutter et du galloping où le mouvement est auto-entretenu par l'objet lui-même. Elle peut par exemple survenir à l'aval d'un cylindre sujet aux vibrations induites par vortex.

Des prototypes ont été développés pour récupérer de l'énergie à partir de ce phénomène. Le Energy Harvesting Eel consiste, par exemple, en une membrane piézoélectrique élastique placée à l'aval d'une allée tourbillonnaire de Bénard-Von Kàrmàn [4] (Figure 1.14). L'amplitude des oscillations devient maximale lorsque les fréquences d'oscillation de la membrane et de formation des tourbillons à l'amont se rapprochent – on parle alors, comme nous le verrons plus loin, de synchronisation, ou de *lock-in*.

1.3 Vibrations induites par vortex

Le phénomène de VIV est le phénomène qui permet au dispositif développé par ICube de fonctionner et mérite à ce titre une description plus complète que les

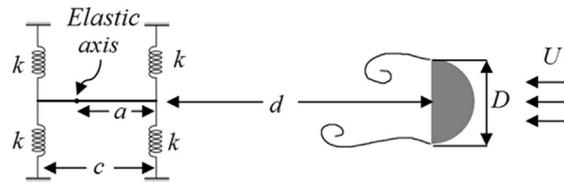


FIGURE 1.14 – Illustration du dispositif imaginé par Armandei et Fernandes [4].

autres types de VIM présentés précédemment. Dans la classification, les VIV font partie des phénomènes de résonance, au même titre que le *fluttering* ou le *buffering* introduits plus haut.

1.3.1 Présentation du phénomène

Lorsqu'un objet est immergé au sein d'un écoulement et que certains critères de masse, de géométrie ou de vitesse d'écoulement sont remplis, des tourbillons peuvent apparaître de part et d'autre à l'aval de celui-ci. Cette apparition alternée entraîne des variations cycliques du champ de pression, menant à des fluctuations des forces de pression. Si l'objet est de nature élastique ou rattaché à un élément élastique, il peut se mettre à vibrer.

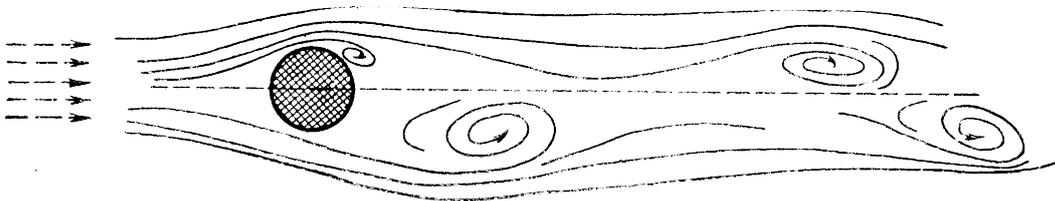


FIGURE 1.15 – Allée de Bénard-Von Kármán observée en aval d'un cylindre.

On cite souvent l'exemple du pont de Tacoma pour illustrer le phénomène des VIV. En réalité, les vibrations engendrées par le détachement de tourbillons dits de Bénard-Von Kármán sont rarement destructeurs pour les structures soumises aux vents, même si celles-ci entrent en résonance. Les amplitudes de vibrations sont en effet très dépendantes du rapport de masse volumique entre l'objet soumis à un écoulement et ce dernier – plus ce rapport est important, et plus les amplitudes seront faibles.

En revanche, en ce qui concerne les structures immergées dans l'eau, le problème est tout autre, compte tenu de la densité de l'eau. Aussi, les structures *offshores* soumises aux courants marins sont très souvent sujettes aux vibrations induites par vortex qui constituent dès lors un problème majeur.

Pour des raisons économiques et pratiques, les structures immergées (tels que les structures de maintien de stations pétrolières *offshores*, les éoliennes marines, les

pipelines, etc.) prennent une forme cylindrique avec un *aspect ratio*⁴ très important.



FIGURE 1.16 – Structure *offshore* détruite par des VIV.

Ce problème a conduit à de très nombreuses études liées à la compréhension du phénomène dans le cas de cylindres infiniment longs – dont l'écoulement incident a un comportement bi-dimensionnel – depuis le début des années 1940.

Le phénomène de formation des tourbillons à l'arrière d'un obstacle est observable dans la vie de tous les jours : si l'on se trouve sur un pont et que l'on regarde la surface de l'eau dans le sens d'écoulement, on peut en effet constater, sous certaines conditions, la présence d'une allée tourbillonnaire (figure 1.15).

1.3.2 Principales grandeurs adimensionnées

Pour caractériser les VIV, on utilise souvent des nombres sans dimension. Cela permet d'appréhender le phénomène quelle que soit l'échelle.

L'utilisation de ces invariants est permise par la construction de grandeurs dimensionnelles qui caractérisent, à elles seules, le phénomène. Dans tout problème de mécanique newtonienne, trois grandeurs fondamentales sont utilisées : la masse M , la longueur L et le temps T . Toute grandeur physique est homogène à une expression de la forme $M^\alpha L^\beta T^\gamma$. Dans le cas de l'utilisation de nombres sans dimension, chacun des exposants α , β et γ doit être nul.

4. L'*aspect ratio* correspond au rapport entre la longueur d'un objet et sa largeur ; ici pour le cas d'un cylindre on prendra L/D avec L sa longueur et son diamètre D .

1.3.2.1 Nombre de Reynolds

Le nombre de Reynolds Re est défini comme étant le rapport entre les forces d'inertie et les forces visqueuses :

$$Re = \rho_f \frac{u_\infty L}{\mu} = \frac{u_\infty L}{\nu} \quad (1.1)$$

avec μ et ν respectivement les viscosités dynamique et cinématique du fluide considéré, de masse volumique ρ_f , et L la corde de l'obstacle immergé au sein d'un écoulement de vitesse u_∞ . Si l'objet est un solide de révolution, la longueur L correspondra à son diamètre D .

1.3.2.2 Nombre de Strouhal

Pour un cylindre immobile, la fréquence f_s est dite de Strouhal, du nom du physicien tchèque Vincent Strouhal qui fut le premier, en 1878, à établir un lien entre la fréquence d'émission des tourbillons et la vitesse du fluide incident :

$$St = \frac{f_s L}{u_\infty} \quad (1.2)$$

Cette relation permet de faire le lien entre la fréquence de formation de tourbillons f_s à l'aval d'un objet de corde L (ou de diamètre D s'il s'agit d'un objet cylindrique) immobile et la vitesse d'écoulement incidente u_∞ . St , appelé nombre de Strouhal, est un nombre sans dimension dépendant de la géométrie de l'objet.

Connaissant le nombre de Strouhal pour un nombre de Reynolds donné et dans le cas d'un cylindre infiniment long, on peut estimer la fréquence de formation des tourbillons pour une vitesse d'écoulement donnée. Autrement dit, la fréquence des lâchers de tourbillons est proportionnelle à la vitesse de l'écoulement, et cette particularité sera importante pour la suite.

Le nombre de Strouhal pour un cylindre de section circulaire a été mesuré à différents nombres de Reynolds [13, 2, 52]. La figure 1.17 représente cette évolution.

Dans la gamme de Reynolds qui nous intéresse, le nombre de Strouhal est constant et égal à 0.2.

1.3.2.3 Amplitude de mouvement

L'amplitude de mouvement dans la direction \vec{z} d'un cylindre circulaire à un instant t est notée $z(t)$. Sa valeur efficace, dite rms , se note z_{rms} .

On adimensionne l'amplitude de mouvement du cylindre par son diamètre. Sa valeur rms est donc donnée par la relation suivante.

$$z^* = \frac{z_{rms}}{D} \quad (1.3)$$

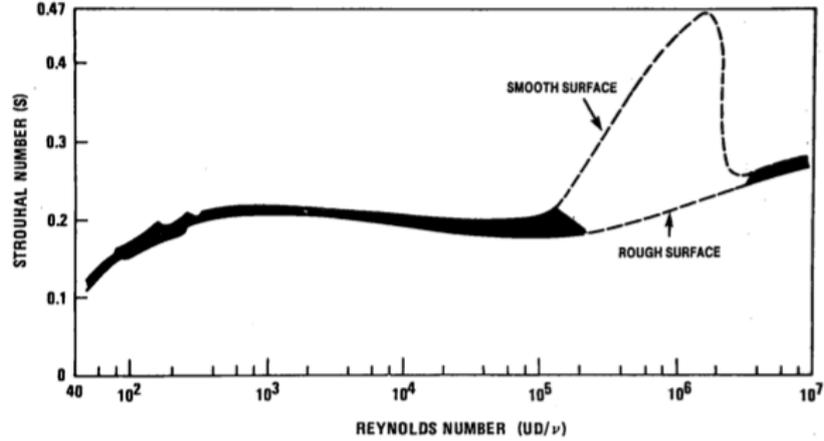


FIGURE 1.17 – Évolution du nombre de Strouhal en fonction de Re pour un cylindre de section circulaire [13, 2, 52].

1.3.2.4 Vitesse réduite

La vitesse réduite est définie comme étant le rapport entre la vitesse d'écoulement et la fréquence d'oscillation de l'objet multipliée par sa corde.

$$u_{\infty}^* = \frac{u_{\infty}}{f_{osc} \cdot L} \quad (1.4)$$

1.3.2.5 Ratio de masse

Lorsqu'un objet immergé est en mouvement, il entraîne avec lui une quantité de fluide. Ce phénomène rajoute de l'inertie qui augmente virtuellement la masse de l'objet en mouvement – on parle alors de masse ajoutée. La force dite de masse ajoutée s'exprime

$$F_{m_a}(t) = m_a \frac{d^2 z(t)}{dt^2} \quad (1.5)$$

m_a correspond à la masse ajoutée. Cette dernière se calcule en fonction du volume de l'objet immergé dans un fluide de masse volumique ρ_f . Dans le cas d'un cylindre de longueur L et de diamètre D , la masse ajoutée s'exprime

$$m_a = C_a \rho_f \frac{\pi D^2}{4} L \quad (1.6)$$

avec C_a le coefficient dit de masse ajoutée. Ce dernier dépend notamment de la vitesse réduite u_{∞}^* comme l'ont démontré Keulegan et Carpenter en 1958 [42].

Le ratio de masse m^* correspond donc au rapport entre la masse équivalente du système oscillant m_{eq} et la masse ajoutée m_a :

$$m^* = \frac{m_{eq}}{m_a} \quad (1.7)$$

1.3.3 Modes de formation de tourbillons

1.3.3.1 Présentation

Le mode de formation des tourbillons dépend de plusieurs facteurs. Lorsque le cylindre est immobile, cela dépend avant tout du nombre de Reynolds. De la turbulence passive peut être ajoutée par l'intermédiaire, par exemple, de l'augmentation de la rugosité à un endroit précis du cylindre [16]. Lorsque le cylindre est en mouvement, de nombreux paramètres entrent en ligne de compte : le ratio de masse, le coefficient d'amortissement, la vitesse réduite, etc. Nous nous limiterons dans un premier temps à l'effet du nombre de Reynolds sur les VIV.

Lorsque le nombre de Reynolds Re est très petit (figure 1.18(a)), soit inférieur à 5, l'écoulement autour du cylindre est purement laminaire, ce qui implique qu'il n'y a ni décollement de la couche limite, ni formation de tourbillons. Les forces de résistance du cylindre sur le fluide se réduisent à la seule traînée.

Pour des valeurs de Re proches mais supérieures à 5 (figure 1.18(b)), on assiste à la formation de deux tourbillons formés à partir de deux génératrices de décollement situées en haut et en bas du cylindre. Ces tourbillons croissent en taille à mesure que Re augmente et finissent par occuper toute la partie aval du cylindre.

À partir de $Re = 40$ (figures 1.18(c) et 1.18(d)), les tourbillons se détachent l'un après l'autre — formant ce que l'on appelle une « allée tourbillonnaire de Bénard-Von Kàrmàn ». Du fait de cette dissymétrie de l'écoulement et de la périodicité du phénomène, la force résultante agissant sur le cylindre n'est plus parallèle à u_∞ . Il apparaît une portance perpendiculaire au sens d'écoulement, dirigée alternativement dans un sens et dans l'autre, avec la fréquence d'émission des tourbillons. Si le cylindre est maintenu sur une partie fixe par le biais d'un système élastique, il pourra osciller librement perpendiculairement au sens d'écoulement à une fréquence que nous établirons plus loin.

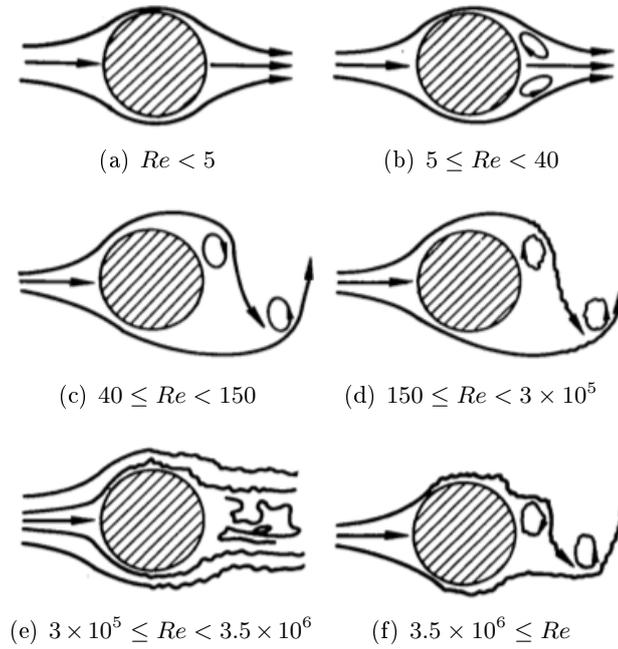
À mesure que Re augmente, les tourbillons se détachent aussitôt formés, mais la régularité de l'allée tourbillonnaire s'efface lentement dès que le nombre de Reynolds atteint une valeur comprise entre 125 à 140.

Enfin, à partir d'une valeur critique de Re comprise entre 2×10^5 à 3×10^5 , l'amplitude des tourbillons diminue rapidement (figures 1.18(e) et 1.18(f)).

1.3.3.2 Classification des différents régimes de lâchers de tourbillons

L'effet du nombre de Reynolds sur les VIV a été longuement étudié par Raghavan et Bernitsas en 2011 [64]. Ces derniers citent l'étude de Achenbach et Heinecke [2], qui dénombrent sept modes de formations de tourbillons différents (Tableau 1.1).

Zdravkovich a quant à lui proposé une classification en 15 régimes distincts [85]. Il subdivise le régime sous-critique en cinq zones supplémentaires, dont trois sont basées sur différents aspects de la transition de la couche de cisaillement, ou *shear layer* (Tableau 1.2). Il les nomme alors Transitional Shear Layer (TrSL) 1, 2 et 3.

FIGURE 1.18 – Régimes de formation de tourbillons pour différents Re [52].

Régime	Plage de Reynolds	Figure associée
Écoulement rampant ou laminaire	$Re < 1$	1.18(a)
Zone détachée stable	$3 - 5 < Re < 30 - 40$	1.18(b)
Sillage laminaire périodique	$30 - 40 < Re < 150 - 300$	1.18(c)
Régime sous-critique	$150 - 300 < Re < 1.4 \cdot 10^5$	1.18(d)
Régime critique	$1.4 \cdot 10^5 < Re < 1 \cdot 10^6$	1.18(d) et 1.18(e)
Régime super-critique	$1 \cdot 10^6 < Re < 5 \cdot 10^6$	1.18(e) et 1.18(f)
Régime trans-critique	$5 \cdot 10^6 < Re$	1.18(f)

TABLE 1.1 – Différents modes de formation des tourbillons d'après Achenbach et Heinecke [2].

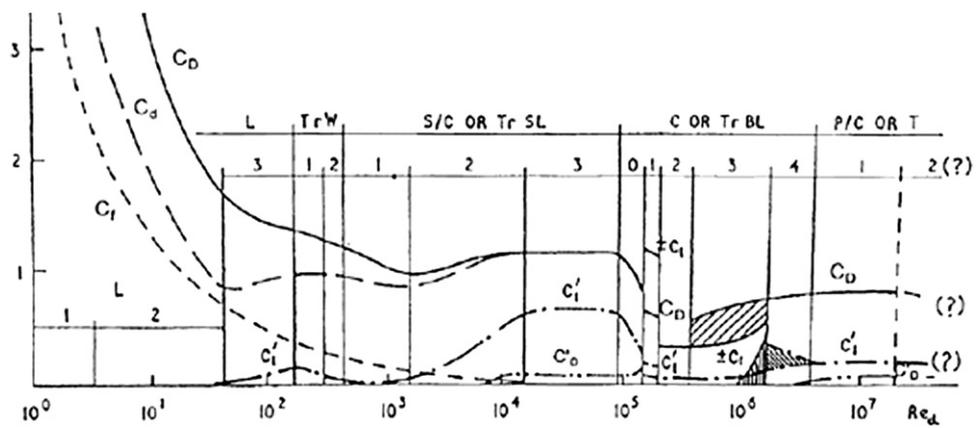


FIGURE 1.19 – Amplitude des coefficients de portance C'_L et de traînée C'_D en fonction de Re et délimitation des différents régimes de formation de tourbillons tels que classifiés par Zdravkovich [85].

Plage de Reynolds	Régime	Plage de Reynolds
$Re < 1$	L	Régime laminaire
$3 - 5 < Re < 30 - 40$	L	Séparation stationnaire (bulles de recirculation)
$30 - 40 < Re < 150 - 300$	L	Lâchers périodiques laminaires
	Tr-W et TrSL	Régime sous-critique
$150 - 200 < Re < 200 - 250$	TrW1	Transition des tourbillons laminaires dans le sillage
$200 - 250 < Re < 350 - 500$	TrW2	Transition de vortex irrégulier pendant sa formation
$350 - 500 < Re < 1 \cdot 10^3 - 2 \cdot 10^3$	TrSL1	Développement d'ondes de transition dans la couche de cis. libre
$1 \cdot 10^3 - 2 \cdot 10^3 < Re < 2 \cdot 10^4 - 4 \cdot 10^4$	TrSL2	Formation de vortex de transition dans la couche de cis. libre
$2 \cdot 10^4 - 4 \cdot 10^4 < Re < 1 \cdot 10^5 - 2 \cdot 10^5$	TrSL3	Couche de cis. pleinement turbulente
	TrBL	Régime critique
$1 \cdot 10^5 - 2 \cdot 10^5 < Re < 3 \cdot 10^5 - 3.1 \cdot 10^5$	TrS0/TrBL0	Début de transition au point de séparation
$3 \cdot 10^5 - 3.1 \cdot 10^5 < Re < 3.3 \cdot 10^5 - 3.4 \cdot 10^5$	TrS1/TrBL1	Régime de bulle de séparation unique
$3.3 \cdot 10^5 - 3.4 \cdot 10^5 < Re < 3.6 \cdot 10^5 - 3.8 \cdot 10^5$		Régime instable
$3.6 \cdot 10^5 - 3.8 \cdot 10^5 < Re < 5 \cdot 10^5 - 1 \cdot 10^6$	TrS2/TrBL2	Régime à deux bulles
$5 \cdot 10^5 - 1 \cdot 10^6 < Re < 3.5 \cdot 10^6 - 6 \cdot 10^6$	TrS3/TrBL3	Régime super-critique - bulle de séparation fragmentée
$3.5 \cdot 10^6 - 6 \cdot 10^6 < Re < 6 \cdot 10^6 - 8 \cdot 10^6$	TrBL4	Régime trans-critique - transition partielle
$8 \cdot 10^6 < Re$	T	Régime post-critique - transition complète

TABLE 1.2 – Différents modes de formation des tourbillons d'après Zdravkovich [85].

Le régime TrSL 3 est caractérisé par une couche de cisaillement pleinement turbulente. Le coefficient de pression augmente avec le nombre de Reynolds pendant tout le régime et y atteint sa valeur maximale. Les amplitudes des coefficients de portance C'_L et de traînée C'_D sont alors à leur maximum (Figure 1.19). De même, c'est dans ce régime que les amplitudes de mouvement de cylindres fixés sur ressorts sont les plus importantes, allant jusqu'à atteindre près de deux fois le diamètre [7, 64].

1.3.3.3 Cylindre en mouvement

Les VIV sont caractérisées non-linéairement par la gamme de synchronisation entre la fréquence de forçage – induite par les lâchers de tourbillons – et la fréquence propre du cylindre oscillant dans l'eau [65]. Pour que les vibrations soient synchronisées, la fréquence de forçage ne doit pas nécessairement se *locker* avec la fréquence propre principale du cylindre dans l'eau. En effet, le système peut tout aussi bien se synchroniser avec d'autres harmoniques, comme l'ont démontré Govardhan et Williamson en 2002 [38]. Autre point important encore, il a été prouvé par Bearman en 1984 [6] que l'augmentation de l'amplitude des oscillations résultait en une augmentation de la force des tourbillons (et donc en une augmentation de l'amplitude du coefficient de portance C'_L) et éventuellement en une augmentation du nombre de tourbillons par cycle d'oscillation.

L'oscillation du cylindre tend à homogénéiser la formation des tourbillons sur toute sa longueur et intensifie par ce fait l'amplitude elle-même [6]. Il a par ailleurs été observé expérimentalement que cette homogénéisation s'effectuait même pour des amplitudes de mouvement de l'ordre de $z^* = 0.1$.

1.3.4 Définition des forces hydrodynamiques

Nous allons maintenant nous intéresser au cas où les tourbillons apparaissent à intervalle régulier et symétriquement par rapport à la direction de l'écoulement (gamme de Reynolds comprise entre 40 et 10^5).

Prenons le cas d'un cylindre rigide, de diamètre D et de longueur L , immergé dans un canal dont la vitesse d'écoulement u_∞ est supposée constante et uniforme. On commencera par étudier le cas où le cylindre est de longueur infinie.

Lors de la formation de tourbillons, le décollement de la couche limite induit une dissymétrie alternée du champ de pression autour du cylindre. Cette dernière conduit à l'apparition d'une force périodique appliquée au cylindre. Projetée sur les axes parallèle et perpendiculaire à la direction de l'écoulement, elle se décompose respectivement en une force de traînée et en une force de portance (figure 1.20).

1.3.4.1 Force de portance

La force de portance $F_L(t)$ est définie comme étant la projection de la force exercée par un fluide de vitesse u_∞ sur l'axe perpendiculaire à cette vitesse et s'exprime [11] :

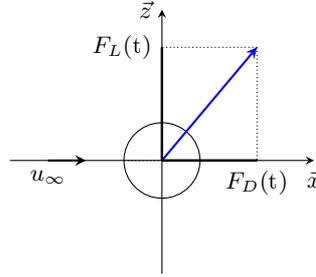


FIGURE 1.20 – Schéma représentant un cylindre circulaire sujet aux forces hydrodynamiques de traînée $F_D(t)$ et de portance $F_L(t)$ dans le plan (o, \vec{x}, \vec{z}) .

$$F_L(t) = \frac{1}{2} \rho_f u_\infty^2 S C_L(t) \quad (1.8)$$

avec ρ_f la masse volumique du fluide, D le diamètre du cylindre, L sa longueur, u_∞ la vitesse de l'écoulement à l'infini amont du cylindre lorsque celui-ci est immobile et $C_L(t)$ le coefficient de portance. Celui-ci s'exprime de la manière suivante

$$C_L(t) = C'_L \sin(\omega_s t) + \overline{C_L} \quad (1.9)$$

avec C'_L l'amplitude du coefficient de portance, $\overline{C_L}$ sa valeur moyenne, et $\omega_s = 2\pi f_s$, où f_s correspond à la fréquence de formation de tourbillons.

Étant donné que l'écoulement autour du cylindre est symétrique en moyenne, l'amplitude moyenne de la force de portance est nulle. On en déduit que $\overline{C_L} = 0$ [11]. La force de portance appliquée à un cylindre immobile s'écrit alors

$$F_L(t) = \frac{1}{2} \rho_f u_\infty^2 S C'_L \sin(\omega_s t) \quad (1.10)$$

1.3.4.2 Force de traînée

De même, le cylindre subit une force dite de traînée dans la direction de l'écoulement relatif. Cette force se note $F_D(t)$ et s'exprime [11] :

$$F_D(t) = \frac{1}{2} \rho_f u_\infty^2 S C_D(t) \quad (1.11)$$

avec $C_D(t)$ le coefficient de traînée, donné par

$$C_D(t) = C'_D \sin(2\omega_s t) + \overline{C_D} \quad (1.12)$$

avec C'_D l'amplitude du coefficient de traînée et $\overline{C_D}$ sa valeur moyenne.

1.3.5 Vortex Induced Vibration Aquatic Clean Energy (VIVACE)

Le principal projet tirant partie du phénomène des VIV pour récupérer de l'énergie est porté par l'Université du Michigan via le projet *Vortex Induced Vibration*

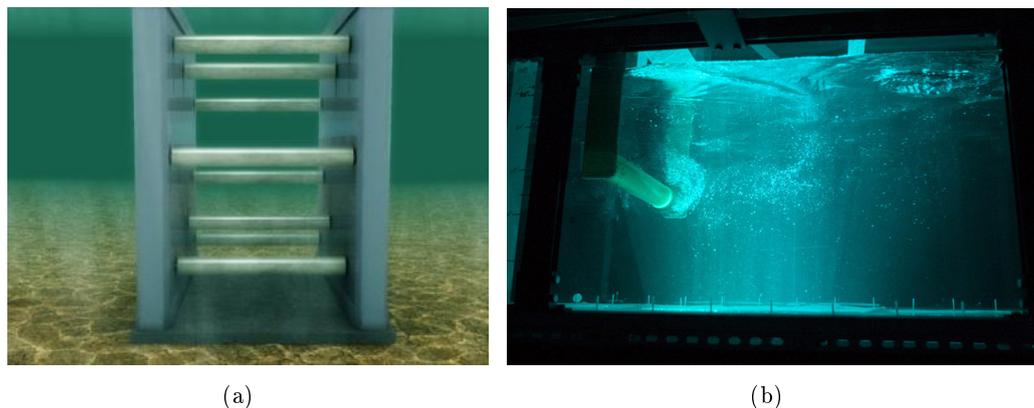


FIGURE 1.21 – Vue d’artiste du dispositif proposé par l’équipe de M. Bernitsas (a) et dispositif expérimental (b).

Aquatic Clean Energy (VIVACE) [7]. Celui-ci vise à récupérer de l’énergie à partir des courants marins.

Le principe de fonctionnement est simple. Un cylindre, rattaché à un bâti par un ressort, est plongé au sein de courants marins. Des tourbillons apparaissent et provoquent une mise en mouvement dont l’amplitude dépend à la fois des caractéristiques mécaniques de la structure (coefficient d’amortissement, énergie récupérée par la génératrice), des caractéristiques géométriques (*aspect ratio*, forme des bras de maintien du cylindre, diamètre, etc.) et des caractéristiques hydrauliques (gradient de vitesse le long du cylindre, vitesse du courant à l’amont, turbulence, etc.).

Dans le cadre du projet VIVACE, de nombreux articles plus ou moins liés à l’Université du Michigan ont fait leur apparition dans la littérature scientifique. Ces derniers concernent principalement des pistes d’optimisation du système. Un dispositif a été construit à l’Université de Michigan et de nombreux essais expérimentaux ont été menés afin d’engranger un maximum de connaissances sur les VIV. Pour accélérer le balayage des nombreux paramètres intervenant dans le phénomène (amortissement, raideur, vitesse d’écoulement, etc.), Lee [49] a notamment développé un système ressort-amortisseur « virtuel », c’est-à-dire qu’un moteur dédié remplace le rôle d’un ensemble physiquement constitué d’un ressort et d’un amortisseur. L’intérêt réside évidemment dans la vitesse de changement des paramètres.

L’amplitude maximale de l’oscillation dépend énormément de la structure du tourbillon. Cette structure est liée à l’amortissement, au ratio de masse et au nombre de Reynolds. Bernitsas a démontré expérimentalement que l’amortissement a une très forte influence sur le maximum d’efficacité atteignable [49]. De même, l’étude a montré que le ratio de masse avait également une influence sur la largeur de la gamme de vitesse pour laquelle le système atteint une efficacité satisfaisante.

Raghavan [65] démontre que le régime TrSL3 est celui qui permet un maximum de récupération d’énergie. En effet, à travers des expériences réalisées en régime TrSL2, TrSL3 et TrBL0, c’est en régime TrSL3 que l’amplitude du cylindre a été

maximal (jusqu'à $z^* = 1.9$), même dans le cas où les coefficients d'amortissement étaient élevés. Cette étude prouve que la gamme de Reynolds idéale pour récupérer de l'énergie par VIV se situe entre 10^4 et 10^5 . Raghavan ajoute que la valeur du Reynolds a plus d'impact sur l'efficacité que le ratio de masse. Enfin, les expériences menées montrent qu'aucun phénomène d'hystérésis n'a été observé avec la variation de vitesse d'écoulement pour la gamme TrSL3. Autrement dit, l'amplitude d'oscillation du cylindre dans des conditions données (raideur k_s , coefficient d'amortissement ξ , masse m_{eq} et géométrie fixés) sera la même à un Reynolds donné selon si la vitesse d'écoulement augmente ou diminue.

La rugosité du cylindre est un paramètre permettant de modifier la turbulence : on parle alors de Passive Turbulence Control (PTC). Cela pourrait permettre l'augmentation de la plage de synchronisation et de l'amplitude de mouvement. Cette modification du comportement des VIM permettrait alors de maximiser la récupération d'énergie. Chang et al. [17] ont testé différentes configurations à partir d'une bande rugueuse installée sur toute la longueur d'un cylindre. Les paramètres variables sont la largeur de la bande, sa position angulaire autour de l'axe du cylindre, et son coefficient de rugosité. L'étude montre qu'une couverture du cylindre par une bande de 16 degrés, placée entre 10 et 80 degrés par rapport au point d'arrêt, pouvait avoir un effet sur les VIV et le galloping. En outre, la structure tourbillonnaire se voit profondément transformée, avec parfois près de 10 formations de tourbillons par cycle d'oscillation. Enfin, l'étude montre que les amplitudes d'oscillation peuvent être considérablement augmentées par la modification locale de la rugosité, et il en va de même pour la zone de synchronisation. Le phénomène de galloping, qui survient pour des u_∞^* plus élevées (de l'ordre de $u_\infty^* = 10$), est en outre plus marqué et l'amplitude des oscillations peut atteindre 3 fois le diamètre du cylindre.

1.4 Objectifs de la thèse

Le dispositif développé par Bernitsas [8] est intéressant dans le contexte d'une utilisation des courants marins pour produire de l'énergie à partir de nombreuses hydroliennes avec un effet de parc. Cependant, le nombre de cours d'eau à faible vitesse disponibles en France métropolitaine et l'importance de développer des dispositifs de récupération d'énergie à la fois autonomes et de faible coût sont autant de raisons de développer un nouveau concept en utilisant le même phénomène. Le projet d'étude du dispositif de récupération d'énergie présenté ici, qui utilise les oscillations induites par l'effet vortex telles qu'observées par Bénard-Von Kármán, a été initié par Nicolas Dellinger suite à ses travaux concernant l'instrumentation d'un tunnel hydrodynamique pour la caractérisation de turbines à flux transverse [23] dans le cadre du projet Hydroliennes à Axe de Rotation Vertical Stabilisé (HARVEST).

Les avantages liés au dispositif de Bernitsas sont nombreux et remplissent les attentes de la *California Energy Commission* (CEC) et du *Department of Energy* (DOE) des États-Unis [7], à savoir :

- posséder une haute densité d'énergie ;

- ne pas être un obstacle à la navigation ;
- ne pas dévaloriser la valeur côtière ;
- être favorable à la vie marine et l’environnement ;
- nécessiter peu de maintenance ;
- être robuste ;
- atteindre les objectifs de coûts du cycle de vie ;
- avoir une durée de vie minimum de 10 à 20 ans.

Ces conditions, liées à une exploitation marine, seront ici transposées et adaptées au cas des rivières : les questions de la vie marine, de la valeur côtière et des coûts de maintenance liés à une telle exploitation doivent donc être traduites en conséquence au contexte des cours d’eau continentaux. L’effet de confinement, par opposition à l’aspect non confiné des fonds marins, aura-t-elle un impact sur la densité d’énergie du dispositif ? Le problème de la variabilité des débits pourra-t-il être pallié par une régulation automatique des paramètres de contrôle ?

Au-delà de ces considérations, l’intérêt de ce système de récupération d’énergie réside dans sa capacité à fonctionner dans le domaine des faibles vitesses d’écoulement, de l’ordre du mètre par seconde. Sachant que la grande majorité des systèmes hydroliens fonctionnent à des vitesses supérieures à 2 m.s^{-1} , les cours d’eau à faible vitesse restent sous-exploités. La variabilité des débits est également l’une des raisons du désintérêt porté à l’égard de ces cours d’eau – les variations de vitesse rendent en effet difficile de garantir un point de fonctionnement en temps réel.

Puisque les vibrations induites par vortex dépendent grandement du nombre de Reynolds et que les dispositifs sont constitués de cylindres de diamètres constants, il est nécessaire de développer un modèle analytique simple et rapide d’utilisation permettant de relier les paramètres optimaux à la vitesse d’écoulement. De nombreux auteurs ont développé avec succès des modèles analytiques ou semi-analytiques, tels que Blevins [12], Griffin [53] ou Sarpkaya [70]. Barrero-Gil [5] a même tenté de récupérer les paramètres optimaux en utilisant son modèle. Enfin, Meliga [56] utilise une approche asymptotique qui permet de modéliser correctement l’amplitude des oscillations, mais cette méthode n’est valable que pour les bas-Reynolds. En effet, le cas des hauts-Reynolds requiert plus de puissance de calcul et de considérations physiques.

Un modèle analytique sera donc développé pour calculer à la fois les paramètres optimaux pour garantir une récupération d’énergie maximale, et pour calculer la puissance récupérable. Ce point est essentiel pour estimer rapidement la puissance récupérable, et donc le temps de retour sur investissement.

Le principe du système de conversion implique une bonne connaissance des écoulements autour du cylindre, et de manière générale de l’interaction fluide-structure. Cet aspect nécessite désormais d’être étudié en profondeur [24] en menant des expérimentations à partir d’un prototype expérimental de cylindre oscillant et de mesures effectuées par ultra-sons. Ces dernières permettront de caractériser correctement l’écoulement autour du cylindre et de quantifier son caractère tri-dimensionnel.

Le rendement du système est par ailleurs fortement dépendant des stratégies de contrôle de la génératrice ; l'instrumentation permettant l'autorégulation des paramètres optimums est donc un point à prendre en compte pour améliorer son efficacité.

Les objectifs de la thèse peuvent être résumés ainsi :

1. Mettre en place un modèle analytique permettant de calculer rapidement les paramètres optimaux permettant une récupération maximale de l'énergie hydraulique ;
2. Vérifier ce modèle analytique, et si possible le compléter à l'aide d'un modèle numérique ;
3. Constituer une base de résultats d'essais à partir d'un prototype expérimental et d'un dispositif de mesures par ultrasons.

1.5 Prototype développé au laboratoire ICube

Avant de rentrer dans le vif du sujet, il est essentiel de décrire le fonctionnement du dispositif ainsi que les paramètres de contrôle qui seront étudiés durant la thèse. Cette section n'a pas pour vocation de décrire le prototype expérimental de manière exhaustive – ceci sera fait à l'occasion du chapitre 4.

1.5.0.1 Principe général

La schéma simplifié visible en figure 1.22 représente la situation et les principales grandeurs mécaniques. Un cylindre, rattaché à un ressort de raideur k_s , est immergé au sein d'un écoulement de vitesse moyenne u_∞ . Des oscillations, amorties du fait de la viscosité intrinsèque au système mécanique de coefficient C_s , apparaissent sous l'action de la formation des tourbillons. La mise en mouvement implique une conversion de l'énergie hydraulique en énergie mécanique.

Afin de récupérer un maximum d'énergie, le but sera dans un premier temps de maximiser l'amplitude de mouvement pour un amortissement donné. Cela se fait, d'une part, en minimisant les pertes par frottement C_s . D'autre part, la raideur du ressort k_s doit être judicieusement choisie pour observer le phénomène dit de synchronisation, ou de *lock-in*. Ce phénomène s'apparente à un phénomène de résonance et consiste en une plage de fréquences où la fréquence propre du système est proche de la fréquence de lâchers de tourbillons.

Or, la fréquence de lâchers de tourbillons est, comme nous l'avons vu précédemment, proportionnelle à la vitesse incidente. Le champ d'application de ce dispositif de récupération d'énergie étant, rappelons-le, les rivières à faibles courants, où les débits peuvent être fortement variables, il est nécessaire que la fréquence propre du système soit adaptative. En effet, si les débits varient durant l'année, les vitesses moyennes sont variables et il en va de même pour la fréquence de lâchers de tourbillons. Pour cette raison, on choisit de rendre k_s variable.

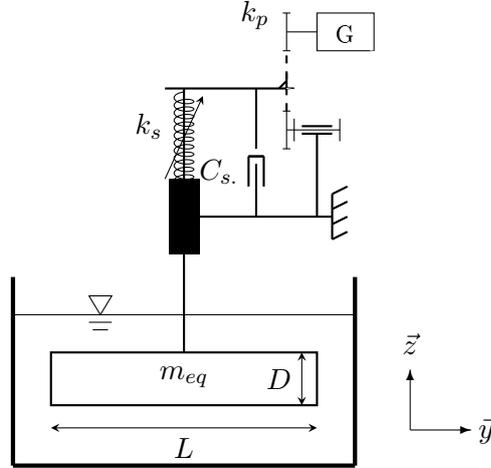


FIGURE 1.22 – Schéma simplifié du dispositif et rappel des grandeurs.

L'énergie mécanique de translation est, dans un second temps, convertie en énergie électrique par la génératrice.

1.5.0.2 Fonctionnement de la génératrice

Une courroie est entraînée par la partie oscillante du système et est reliée à l'arbre de rayon r_p de la génératrice. Cette dernière impose un couple résistant C_g :

$$C_g(t) = F_g(t) r_p \quad (1.13)$$

avec F_g la force appliquée par le brin de courroie sur l'ensemble mobile. Nous verrons plus loin que la récupération d'énergie passe nécessairement par un l'ajout d'une force résistante qui ira à l'encontre du mouvement oscillant du cylindre et qui correspond au terme F_g . On choisit d'imposer une force de la forme suivante :

$$\begin{cases} F_g(t) = \pm k_p |\dot{z}(t)|^{n_p} & \text{pour } |\dot{z}(t)| > v_{th}. \\ F_g(t) = 0 & \text{pour } |\dot{z}(t)| \leq v_{th}. \end{cases} \quad (1.14)$$

avec $\dot{z}(t)$ la vitesse instantanée du cylindre sur son axe de translation \vec{z} , k_p le coefficient proportionnel constant de récupération d'énergie, n_p le coefficient exponentiel constant de récupération d'énergie et v_{th} . le seuil de vitesse. Le signe de $F_g(t)$ est opposé au signe de $\dot{z}(t)$.

Le terme v_{th} . correspond à un seuil de vitesse du cylindre en dessous de laquelle la génératrice ne doit pas récupérer d'énergie. Il permet de limiter l'annihilation du mouvement dû aux VIV par l'amortissement imposé par la génératrice lorsque la vitesse du cylindre est trop faible.

Lorsque la vitesse du cylindre est supérieure à cette valeur seuil, l'énergie peut être récupérée de deux façons.

- Proportionnellement à la vitesse du cylindre. Lorsque la vitesse du cylindre est faible et que cela est susceptible d'annihiler les mouvements oscillatoires, il est nécessaire de limiter au maximum la récupération d'énergie. De même, la puissance récupérée est maximale dès lors que le cylindre atteint sa vitesse maximale.
- Proportionnellement à la vitesse du cylindre modulée par un coefficient exponentiel. Le coefficient exponentiel n_p sert à moduler l'importance de la vitesse du cylindre dans la récupération d'énergie. Autrement dit, on peut choisir, selon sa valeur, de donner plus ou moins de poids au freinage selon la vitesse instantanée.

Les valeurs optimales de ces trois paramètres k_p , n_p et v_{th} . n'est pas connue. Le but du modèle analytique sera de fournir la base de leur estimation pour atteindre une puissance récupérée maximale.

1.5.0.3 Calcul de la puissance récupérée

De manière générale, la puissance mécanique d'une force est l'énergie que l'on peut acquérir (ou perdre) avec cette force sur un temps donné. Dans le cas d'une translation, on définit la puissance d'une action mécanique par le produit scalaire d'une force $\vec{F}(t)$ avec le vecteur vitesse $\vec{v}(t)$. Si le mouvement est observé par rapport à un référentiel galiléen, on parle de puissance galiléenne.

$$\mathcal{P}(t) = \vec{F}(t) \cdot \vec{v}(t) \quad (1.15)$$

ainsi, dans le cas de la puissance récupérée par la génératrice à partir de la force $F_g(t)$ imposée au cylindre de vitesse $\dot{z}(t)$, on obtient

$$\mathcal{P}_g(t) = F_g(t) \dot{z}(t) \quad (1.16)$$

ce qui donne, en combinant les équations 1.14 et 1.16 :

$$\begin{cases} \mathcal{P}_g(t) = k_p |\dot{z}(t)|^{n_p+1} & \text{pour } |\dot{z}(t)| > v_{th}. \\ \mathcal{P}_g(t) = 0 & \text{pour } |\dot{z}(t)| \leq v_{th}. \end{cases} \quad (1.17)$$

1.5.0.4 Rendement du système

On définit le rendement moyen d'un système comme étant le rapport de la puissance moyenne récupérée par la puissance moyenne fournie.

$$\eta = \frac{\overline{\mathcal{P}_g}}{\overline{\mathcal{P}_h}} \quad (1.18)$$

La puissance instantanée fournie par l'écoulement est définie comme étant le produit de sa vitesse de vitesse u_∞ et des forces de pressions $\frac{1}{2} \rho_f u_\infty^2$ exercées sur la surface du cylindre S :

$$\mathcal{P}_h(t) = \frac{1}{2} \rho_f u_\infty^3 S \quad (1.19)$$

Le rendement du système est classiquement comparé non pas à la surface projetée de l'obstacle, mais à la surface balayée par celui-ci lors de sa translation (ou de sa rotation) [68]. Cette notion a l'avantage de permettre de comparer l'énergie récupérée avec l'énergie disponible sur toute la surface effectivement occupée par le dispositif. Cela dit, nous verrons plus loin que l'utilisation de la surface projetée de l'objet plutôt que la surface balayée permet de faire correspondre l'efficacité maximale avec la puissance maximale produite.

En outre, la surface balayée permet de tenir compte de l'encombrement d'un dispositif, et ce point est d'autant plus important que l'on se place dans le contexte des milieux confinés. De même, et puisque cette façon de considérer l'efficacité d'une hydrolienne constitue une norme, elle permet de comparer les systèmes de récupération d'énergie par VIM entre eux.

Développement d'un modèle analytique permettant d'estimer les paramètres de contrôle optimaux

Sommaire

2.1	Intérêt d'un modèle analytique	37
2.2	Vibration de systèmes linéaires du second ordre	38
2.2.1	Mise en équation	38
2.2.2	Recherche de $z_H(t)$, oscillations libres avec amortissement sous-critique ($\xi < 1$)	40
2.2.3	Recherche de $z_P(t)$	41
2.2.4	Solution complète de l'équation différentielle	42
2.3	Établissement du modèle analytique	44
2.3.1	Application du principe fondamental de la dynamique	44
2.3.2	Prise en compte du mouvement du cylindre	48
2.3.3	Projection des forces de portance et de traînée sur l'axe \vec{z}	50
2.3.4	Résolution de l'équation de mouvement	52
2.4	Utilisation du modèle analytique	54
2.4.1	Amplitude <i>rms</i> maximale atteignable	54
2.4.2	Raideur optimale $k_{s,opt}$ permettant de maximiser l'amplitude de mouvement	54
2.4.3	Efficacité maximale	55
2.4.4	Rendement maximal	56
2.5	Bilan	57
2.5.1	Synthèse du protocole d'optimisation du modèle	57
2.5.2	Limites du modèle analytique	58
2.5.3	Prise en compte du paramètre n_p	58
2.5.4	Prise en compte du paramètre $v_{th.}$	59

2.1 Intérêt d'un modèle analytique

Jusqu'à récemment, les vibrations induites par vortex étaient étudiées et modélisées analytiquement pour estimer leur impact sur les structures immergées ou

exposées au vent. Pour cette raison, les modèles se concentraient principalement sur les cas des faibles mouvements, c'est-à-dire dont l'amplitude ne dépasse pas 5% du diamètre. Dans notre cas, l'amplification du mouvement est essentielle pour récupérer efficacement l'énergie hydraulique. La prise en compte de cet aspect est par conséquent très importante lors de l'établissement du modèle analytique. Des modèles analytiques ont toutefois été développés ces dernières années pour prendre en compte les larges amplitudes de mouvement à bas-Reynolds [5]. En revanche, dans le cas des hauts-Reynolds, aucun n'a permis de calculer facilement le rendement théorique d'un système en fonction des coefficients hydrodynamiques (coefficients de portance, de traînée, de masse ajoutée ...) et, *a fortiori*, de la vitesse d'écoulement.

Le but de ce chapitre est de proposer un modèle analytique capable de fournir une estimation du rendement en fonction des caractéristiques géométriques du cylindre, des paramètres de contrôle de la génératrice et de la vitesse d'écoulement. Cela permettra

- d'estimer l'efficacité maximale théorique du système, d'estimer la puissance récupérable et ainsi donner une indication, en fonction de la répartition des débits d'un site d'installation sur l'énergie produite à l'année ;
- de calculer les paramètres de fonctionnement optimaux en fonction de la vitesse d'écoulement et de garantir une récupération d'énergie maximale à tout moment.

2.2 Vibration de systèmes linéaires du second ordre

Pour mettre le problème en équation, on ramène le système à un oscillateur mécanique à un degré de liberté en translation. Celui-ci se résout de la même manière que pour d'autres types de systèmes tels que le pendule simple ou un oscillateur électrique de type RLC (inductance, résistance et capacité). La première étape est de mettre l'équation différentielle régissant le système sous sa forme canonique. On limitera la résolution à l'analyse des systèmes de dimension finie où l'énergie reste confinée. La méthode d'analyse du régime permanent harmonique permettra de caractériser à la fois la réponse en amplitude et en phase du système oscillant à des fluctuations de forces hydrodynamiques.

2.2.1 Mise en équation

Le système oscillant est constitué d'une masse m_{eq} reliée à un bâti immobile par un ressort de raideur k_s et un amortisseur de constante d'amortissement μ . Le cylindre peut se déplacer dans la seule direction \vec{z} et on note z_0 sa position d'équilibre. Il est soumis à une force extérieure variable dirigée dans la direction \vec{z} et dont la valeur algébrique est notée $f(t)$. Le Principe Fondamental de la Dynamique (PFD) appliqué au système masse-ressort-amortisseur dans un référentiel galiléen permet d'aboutir à l'équation du mouvement :

$$m_{eq} \ddot{z}(t) = -\mu \dot{z}(t) - k_s z(t) - f(t) \quad (2.1)$$

avec $\dot{z}(t) = \frac{dz(t)}{dt}$, $\ddot{z}(t) = \frac{d^2z(t)}{dt^2}$. Les coefficients constants m_{eq} , μ et k_s correspondent respectivement à la masse, à l'amortissement et à la raideur du système. On peut écrire l'équation précédente sous la forme

$$\ddot{z}(t) + \frac{\mu}{m_{eq}} \dot{z}(t) + \frac{k_s}{m_{eq}} z(t) = F(t) \quad (2.2)$$

avec $F(t) = -f(t)/m_{eq}$. On peut réécrire cette équation avec l'expression de la pulsation propre ω_0 et du coefficient d'amortissement ξ :

$$\ddot{z}(t) + 2\xi\omega_0 \dot{z}(t) + \omega_0^2 z(t) = F(t) \quad (E)$$

On appelle ξ le facteur d'amortissement ou coefficient d'amortissement réduit. Celui-ci s'exprime de la façon suivante :

$$\xi = \frac{\mu}{2\sqrt{k_s m_{eq}}} \quad (2.3)$$

De même, on note ω_0 la pulsation propre du système conservatif, ou pulsation propre non amortie. Il s'agit de la pulsation du système équivalent que l'on obtient en ignorant l'amortissement.

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{k_s}{m_{eq}}} \quad (2.4)$$

Il s'agit donc, pour déterminer l'amplitude de mouvement $z(t)$, de résoudre une équation différentielle linéaire du second ordre à coefficients constants non homogène. À cette équation nous associons l'équation sans second membre (*i.e.* sans l'action mécanique extérieure $f(t)$)

$$\ddot{z}(t) + 2\xi\omega_0 \dot{z}(t) + \omega_0^2 z(t) = 0 \quad (E_0)$$

La solution de l'équation homogène correspond aux oscillations libres.

La solution générale de l'équation non homogène $z(t)$ de (E) est la somme de la solution générale $z_H(t)$ de l'équation homogène (E₀) et d'une solution particulière $z_P(t)$ de l'équation non homogène (E).

$$z(t) = z_H(t) + z_P(t) \quad (2.5)$$

En effet, si

$$\begin{cases} \ddot{z}_H(t) + 2\xi\omega_0 \dot{z}_H(t) + \omega_0^2 z_H(t) = 0 \\ \ddot{z}_P(t) + 2\xi\omega_0 \dot{z}_P(t) + \omega_0^2 z_P(t) = F(t) \end{cases} \quad (2.6)$$

il vient par linéarité que

$$(\ddot{z}_H(t) + \ddot{z}_P(t)) + 2\xi\omega_0 (\dot{z}_H(t) + \dot{z}_P(t)) + \omega_0^2 (z_H(t) + z_P(t)) = F(t) \quad (2.7)$$

La fonction $z_H(t) + z_P(t)$ est donc solution de l'équation avec second membre au même titre que $z(t)$.

On montrera que la solution générale $z(t)$ se décompose en deux parties.

1. un régime transitoire. Si l'amortissement est faible (*i.e.* $\xi < 1$), celui-ci sera de nature oscillatoire avec décroissance d'amplitude dans le temps. Cette partie provient de la solution générale de l'équation homogène. Sa résolution implique la résolution d'une équation polynomiale à racines complexes qui s'appliquera quelle que soit la fonction $f(t)$.
2. un régime permanent. Sa forme dépend de la forme de la fonction de forçage $f(t)$. Cette fonction peut être, par exemple, impulsionnelle (comme un Dirac), indicielle (échelon), ou périodique. Seule cette dernière forme sera étudiée par superposition des réponses harmoniques à l'aide de la méthode de Fourier.

2.2.2 Recherche de $z_H(t)$, oscillations libres avec amortissement sous-critique ($\xi < 1$)

On s'intéresse ici à l'équation (E_0) . En négligeant le terme d'amortissement, l'équation prend la forme $\ddot{z}(t) + \omega_0^2 z(t) = 0$. La solution correspond à la somme d'un cosinus et d'un sinus. Puisque le système ne compte plus que des forces conservatives, il est dit conservatif et oscille indéfiniment du fait de la conservation de son énergie mécanique. Il s'agirait ici d'un oscillateur harmonique, de pulsation constante et égale à ω_0 quelle que soit l'amplitude de ses oscillations.

En pratique, l'énergie mécanique se dissipe dans les frottements, ce qui se traduit par un facteur d'amortissement non nul. Nous sommes dans le cas d'un système réel dont les oscillations libres sont d'amplitude décroissante au cours de temps et de pulsation ω différente de ω_0 en l'absence de forçage.

On donne l'équation caractéristique de (E_0)

$$r^2 + 2\xi\omega_0 r + \omega_0^2 = 0 \tag{2.8}$$

dont le discriminant se note

$$\Delta = -4\omega_0^2(1 - \xi^2) \tag{2.9}$$

L'expression de $z_H(t)$ dépendra de la valeur du discriminant Δ .

Le signe du discriminant est donc déterminé par la valeur de ξ : lorsque celui-ci est inférieur ou égal à 1, Δ est négatif ou nul, et inversement.

Par définition, dans le cas d'un système linéaire d'ordre 2, on parle de régime périodique lorsque ξ est inférieur à 1. C'est dans cette situation que le système masse-ressort-amortisseur se verra osciller. On se concentrera donc au seul cas où le discriminant est inférieur à zéro. L'équation caractéristique 2.8 admet donc deux racines complexes r_1 et r_2 de la forme $r_{1,2} = \alpha \pm i\Omega$.

$$r_{1,2} = -\xi\omega_0 \pm i\omega_0\sqrt{1 - \xi^2} \tag{2.10}$$

La solution générale $z_H(t)$ de (E₀) s'exprime sous la forme

$$z_H(t) = e^{-\xi\omega_0 t} (A \cos \Omega t + B \sin \Omega t) \quad (2.11)$$

où $\Omega = \omega_0 \sqrt{1 - \xi^2}$ correspond à la pseudo-pulsation propre. On note que lorsque le facteur d'amortissement ξ est nul on retrouve les caractéristiques d'un oscillateur harmonique.

2.2.2.1 Différence entre oscillations forcées et auto-entretenues

On distingue les oscillations forcées des oscillations entretenues.

Les oscillations forcées sont des oscillations dues à une force périodique extérieure, par exemple des fluctuations de portance, qui excite la structure. Il s'agit d'un système stable, simplement forcé. L'équation type de ce type d'oscillations correspond au cas de notre équation différentielle avec second membre (E).

Dans le cas des oscillations auto-entretenues, c'est le mouvement lui-même qui implique que les forces extérieures seront telles qu'elles entretiennent le mouvement.

2.2.3 Recherche de $z_P(t)$

Puisque le mouvement auto-entretenu du cylindre soumis aux VIV est périodique et se rapproche d'une fonction purement sinusoïdale (voir chapitre 4), nous considérerons les forces extérieures sous la forme d'un cosinus d'amplitude $F = f/m_{eq}$ ¹ et de pulsation ω_v :

$$F(t) = F \cos \omega_v t = \Re(\underline{F}(t)) \quad (2.13)$$

On suppose la solution particulière $z_P(t)$ de forme similaire au terme de droite de (E), $K_P \cos(\omega_v t + \phi_p)$ [81].

$$\begin{aligned} z_P(t) &= K_P \cos(\omega_v t + \phi_p) \\ \dot{z}_P(t) &= -K_P \omega_v \sin(\omega_v t + \phi_p) \\ \ddot{z}_P(t) &= -K_P \omega_v^2 \cos(\omega_v t + \phi_p) = -\omega_v^2 z_P(t) \end{aligned} \quad (2.14)$$

Par substitution dans (E) on obtient

$$(\omega_0^2 - \omega_v^2) z_P(t) + 2\xi\omega_0 \dot{z}_P(t) = F \cos \omega_v t \quad (2.15)$$

$$(\omega_0^2 - \omega_v^2) K_P \cos(\omega_v t + \phi_p) - 2\xi\omega_0 K_P \omega_v \sin(\omega_v t + \phi_p) = F \cos \omega_v t \quad (2.16)$$

1. En passant l'équation 2.1 dans le domaine de Laplace on trouve la fonction de transfert

$$H(p) = \frac{F}{m_{eq} (1 + \dots)}$$

$$m_{eq} \ddot{z}(t) = -\mu \dot{z}(t) - k_s z(t) - f(t) \quad (2.12)$$

$$(\omega_0^2 - \omega_v^2) K_P [\cos \omega_v t \cos \phi_p - \sin \omega_v t \sin \phi_p] - 2 \xi \omega_0 \omega_v K_P [\cos \omega_v t \sin \phi_p + \sin \omega_v t \cos \phi_p] = F \cos \omega_v t \quad (2.17)$$

En projetant l'équation précédente sur $\cos \omega_v t$ puis sur $\sin \omega_v t$, on obtient le système suivant

$$\begin{cases} (\omega_0^2 - \omega_v^2) K_P \cos \phi_p - 2 \xi \omega_0 \omega_v K_P \sin \phi_p = F \\ (\omega_0^2 - \omega_v^2) K_P \sin \phi_p + 2 \xi \omega_0 \omega_v K_P \cos \phi_p = 0 \end{cases} \quad (2.18)$$

On aboutit à l'expression de K_P et de ϕ_p en sommant les deux équations élevées au carré

$$\begin{aligned} & ((\omega_0^2 - \omega_v^2) K_P \cos \phi_p - 2 \xi \omega_0 \omega_v K_P \sin \phi_p)^2 \\ & + ((\omega_0^2 - \omega_v^2) K_P \sin \phi_p + 2 \xi \omega_0 \omega_v K_P \cos \phi_p)^2 = F^2 \end{aligned} \quad (2.19)$$

$$\begin{aligned} & ((\omega_0^2 - \omega_v^2) K_P \cos \phi_p)^2 - 4 \xi \omega_0 \omega_v (\omega_0^2 - \omega_v^2) K_P^2 \cos \phi_p \sin \phi_p + (2 \xi \omega_0 \omega_v K_P \sin \phi_p)^2 \\ & + ((\omega_0^2 - \omega_v^2) K_P \sin \phi_p)^2 + 4 \xi \omega_0 \omega_v (\omega_0^2 - \omega_v^2) K_P^2 \sin \phi_p \cos \phi_p + (2 \xi \omega_0 \omega_v K_P \cos \phi_p)^2 \\ & = F^2 \end{aligned} \quad (2.20)$$

$$K_P = \frac{F}{\sqrt{(\omega_0^2 - \omega_v^2)^2 + 4(\xi \omega_0 \omega_v)^2}} \quad (2.21)$$

$$\phi_p = \arctan \left(\frac{2 \xi \omega_0 \omega_v}{\omega_0^2 - \omega_v^2} \right) \quad (2.22)$$

2.2.4 Solution complète de l'équation différentielle

On obtient donc, par le principe de superposition énoncé en équation 2.5,

$$z(t) = e^{\alpha t} (A \cos \beta t + B \sin \beta t) + K_P \cos(\omega_v t + \phi_p) \quad (2.23)$$

Pour définir les constantes A , B , α et β il nous faut poser certaines hypothèses détaillées ci-dessous :

- Le cylindre est immobile à l'instant t_0 . Cela implique que $z(t_0) = 0$ et $\dot{z}(t_0) = 0$.
- Si l'on fait l'hypothèse d'un système linéaire, la pulsation de sortie du système correspond à la pulsation d'entrée. Les pulsations ω_0 , ω_v et β sont donc égales à ω .

— Dans le cas où le système entre en résonance, la phase ϕ_p tend vers $\pi/2$.

$$\lim_{\omega_v \rightarrow \omega} \phi_p = \frac{\pi}{2} \quad (2.24)$$

L'expression de l'amplitude de mouvement devient

$$z(t) = e^{\alpha t} (A \cos \omega t + B \sin \omega t) + K_p \sin(\omega t) \quad (2.25)$$

Du fait des conditions initiales,

$$z(0) = A \quad (2.26)$$

et

$$\dot{z}(0) = -\frac{A}{\tau} + B\omega + K_p \omega \quad (2.27)$$

d'où

$$\begin{cases} A = 0 \\ B = -K_p \end{cases} \quad (2.28)$$

Enfin, on exprime l'amplitude de mouvement en tenant compte des conditions initiales.

$$z(t) = K_p \left(1 - e^{-t/\tau}\right) \sin \omega t \quad (2.29)$$

2.2.4.1 Cas particulier du régime établi

Le modèle analytique est établi pour corriger en temps réel les paramètres de régulation du système de récupération d'énergie. Les perturbations pouvant survenir dépendent essentiellement des variations du débit, donc des variations des forces hydrodynamiques qui s'appliquent sur le système. Ces variations étant suffisamment étalées dans le temps, il ne sera pas utile de développer un modèle capable de décrire à la fois le régime établi et le régime transitoire. Autrement dit, on se place dans la situation où $t \rightarrow +\infty$. Enfin, puisque

$$\lim_{t \rightarrow +\infty} e^{-t/\tau} = 0 \quad (2.30)$$

il vient que l'amplitude des oscillations ne dépend plus que d'une fonction sinusoïdale d'amplitude K , de pulsation ω_0 et de phase initiale ϕ_z

$$\lim_{t \rightarrow +\infty} z(t) = K \cos(\omega t + \phi_z) \quad (2.31)$$

Enfin, il convient de calibrer la pulsation propre du système ω_0 de telle sorte à ce qu'elle coïncide avec la pulsation de lâchers de tourbillons. C'est cette condition qui permettra de maximiser l'amplitude de mouvement K . Ainsi, on ne se concentrera

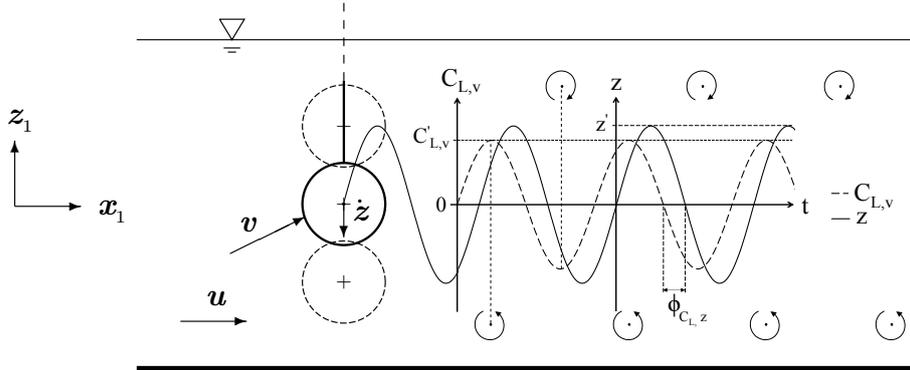


FIGURE 2.1 – Vue de côté. Les flèches circulaires représentent les structures tourbillonnaires.

que sur le cas particulier où $\omega = \omega_v$, avec ω_v la pulsation de lâchers de tourbillons. On parle alors de synchronisation, ou de *lock-in*.

$z_H(t)$ devient alors :

$$z(t) = K \cos(\omega_v t + \phi_z) \quad (2.32)$$

2.3 Établissement du modèle analytique

Pour plus de clarté, les figures 2.1 et 2.2 rappellent la situation et les principales grandeurs. Le cylindre immergé oscille à une vitesse $\dot{z}(t)$ selon la direction \vec{z} et est plongé dans un écoulement de vitesse moyenne u_∞ . La vitesse relative du cylindre par rapport au fluide est notée $u_{rel.}$. Le coefficient de portance varie de façon sinusoïdale avec une amplitude de C'_L et une fréquence f_v . Le mouvement du cylindre est considéré comme étant lui aussi sinusoïdal, d'amplitude maximale z' et de fréquence égale à celle des lâchers de tourbillons (on se place dans le cas du *lock-in*). Enfin, $C_L(t)$ et $\dot{z}(t)$ sont déphasés de ϕ_{z-C_L} .

Le cylindre, de diamètre D et de longueur L , est rattaché à un ressort de raideur k_s et est freiné par un amortissement visqueux noté μ .

2.3.1 Application du principe fondamental de la dynamique

2.3.1.1 Base de l'équation de mouvement

Principe Fondamental de la Dynamique L'accélération \vec{a} du cylindre de masse m_{eq} par rapport à un référentiel galiléen est proportionnelle à la résultante des forces qu'il subit.

$$\vec{a} = \frac{1}{m_{eq}} \sum \vec{F}_i \quad (2.33)$$

Les forces F_i subies par le cylindre sont les suivantes

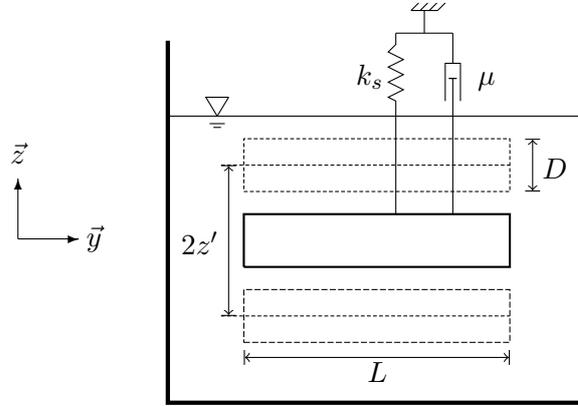


FIGURE 2.2 – Vue de face.

Forces hydrodynamiques Les forces hydrodynamiques sont responsables de la mise en mouvement du cylindre. Ces dernières seront présentées plus loin. Leur somme est notée $\vec{F}_{hydr.}(t)$ et s'exprime :

$$\vec{F}_{hydr.}(t) = - \oint_S p(t) \vec{n} dS \quad (2.34)$$

avec $p(t)$ la pression instantanée exercée sur un élément de surface dS .

Action du ressort Un ressort de raideur k_s (exprimé en N/m) exerce une force proportionnelle à la différence entre sa longueur au repos L_0 et la position du cylindre sur l'axe \vec{z} .

$$\vec{F}_s(t) = k_s (L_0 - z(t)) \vec{z} \quad (2.35)$$

Lorsque la position du cylindre est inférieure à la position initiale $z_0 (= L_0)$, la force du ressort est orientée positivement : le cylindre a tendance à remonter. La raideur k_s peut être modifiée pour ajuster la fréquence propre du système oscillant selon la vitesse d'écoulement.

Force de frottement Toute liaison mécanique subit des frottements. Ceux-ci peuvent être *secs*, ils impliquent alors un effort minimal pour qu'il y ait un déplacement, ou *visqueux*, où l'effort de frottement dépend de la vitesse de déplacement. Dans le problème présent, seuls les frottements visqueux seront considérés. Le système oscille le long de l'axe vertical \vec{z} et sera freiné proportionnellement à sa vitesse $\dot{z}(t)$. On écrit donc la force de frottement dû aux imperfections mécaniques comme étant le produit de la vitesse instantanée et du coefficient de frottements C_s .

$$\vec{F}_r(t) = -C_s \cdot \dot{z}(t) \vec{z}$$

Poids et poussée d'Archimède On note m_{eq} la masse équivalente du système oscillant. Celle-ci comprend la masse du cylindre, la masse des bras de maintien et un tiers de la masse du ressort.

$$\vec{F}_{poids} = m_{eq} \vec{g}$$

La poussée d'Archimède, quant à elle, est donnée par l'intégrale des pressions $p_{moy.}$ exercées en moyenne sur les éléments de surface $\vec{n} dS$ du cylindre de surface totale S .

$$\vec{F}_{\pi} = - \oint_S p_{moy.} \vec{n} dS$$

la formule d'Ostrogradski nous permet de passer d'une intégrale de surface à une intégrale de volume

$$\vec{F}_{\pi} = - \oint_S p \vec{n} dS = \iiint_{V_{cyl.}} \vec{\nabla} p dV_{cyl.}$$

enfin, sachant que $\vec{\nabla} p = \rho_f \vec{g}$,

$$\vec{F}_{\pi} = -\rho_f V_{cyl.} \vec{g}$$

d'où le poids dit « utile », somme du poids du cylindre \vec{F}_{poids} et de la poussée d'Archimède \vec{F}_{π}

$$\vec{F}_u = (m_{eq} - \rho_f V_{cyl.}) \vec{g} = m_u \vec{g}$$

avec m_u la masse utile.

Action de la génératrice Une dernière force vient s'additionner aux forces appliquées sur le cylindre en translation : l'action de la génératrice. Son expression est donnée par l'équation 1.14 et est rappelée ici :

$$\begin{cases} \vec{F}_g(t) = \pm k_p |\dot{z}(t)|^{n_p} \vec{z} & \text{pour } |\dot{z}(t)| > v_{th.} \\ \vec{F}_g(t) = \vec{0} & \text{pour } |\dot{z}(t)| \leq v_{th.} \end{cases} \quad (2.36)$$

L'ajout d'une valeur seuil ($v_{th.}$) et d'un coefficient non-entier en exposant de la vitesse du cylindre (n_p) rend très difficile l'établissement d'un modèle analytique simple — son influence sera étudiée ultérieurement à l'aide d'un modèle numérique ou expérimentalement. Pour cette raison, on commencera par considérer que $n_p = 1$ et que $v_{th.} = 0$ m/s. Ainsi l'équation 1.14 devient

$$\vec{F}_g(t) = -k_p \dot{z}(t) \vec{z} \quad (2.37)$$

$\vec{F}_g(t)$ est donc assimilable à une force de frottement visqueux. On note $\vec{F}_\mu(t)$ la somme de $\vec{F}_g(t)$ et de $\vec{F}_r(t)$. Il vient, avec μ la somme de leurs coefficients d'amortissement respectifs,

$$\vec{F}_\mu(t) = -(C_s + k_p) \dot{z}(t) \vec{z} = -\mu \dot{z}(t) \vec{z} \quad (2.38)$$

2.3.1.2 Équation de mouvement

On peut donc écrire

$$m_{eq} \vec{a} = \vec{F}_s(t) + \vec{F}_\mu(t) + \vec{F}_u + \vec{F}_{hydr.}(t) \quad (2.39)$$

où $\vec{a} = \ddot{z}(t) \vec{z}$ et $\vec{g} = -g \vec{z}$.

$$m_{eq} \ddot{z}(t) \vec{z} = [k_s (L_0 - z(t)) - \mu \dot{z}(t) - m_u g] \vec{z} + \vec{F}_{hydr.}(t) \quad (2.40)$$

Afin d'alléger l'écriture, on pose

$$L_0 = \frac{m_u g}{k_s} \quad (2.41)$$

On retrouve ainsi l'équation de mouvement d'un système masse-ressort-amortisseur.

$$[m_{eq} \ddot{z}(t) + \mu \dot{z}(t) + k_s z(t)] \vec{z} = \vec{F}_{hydr.}(t) \quad (2.42)$$

Forces hydrodynamiques Les forces hydrodynamiques se composent quant à elles de trois termes.

- la force de portance $\vec{F}_L(t) = F_L(t) \vec{z}_{u_{rel.}}$;
- la force de traînée $\vec{F}_D(t) = F_D(t) \vec{x}_{u_{rel.}}$;
- la force dite de masse ajoutée $F_{m_a}(t) = -C_a \rho_f V_{cyl.} \ddot{z}(t) \vec{z}$.

En remplaçant $\vec{F}_{hydr.}(t)$ par la somme de ses trois termes, l'équation 2.42 devient

$$[m \ddot{z}(t) + \mu \dot{z}(t) + k_s z(t)] \vec{z} = F_L(t) \vec{z}_{u_{rel.}} + F_D(t) \vec{x}_{u_{rel.}} \quad (2.43)$$

avec m la masse totale composée de la masse équivalente et de la masse ajoutée

$$m = m_{eq} + C_a \rho_f V_{cyl.} \quad (2.44)$$

La masse ajoutée correspond à la masse de fluide déplacée par un objet en mouvement au sein de celui-ci. Elle est égale à C_a fois le produit du volume de l'objet immergé par la masse volumique du fluide, C_a étant le coefficient de masse ajoutée. Des essais expérimentaux [42] ont permis d'estimer la valeur de ce coefficient, comprise entre 0.7 et 3, et ont apporté la démonstration que celui-ci variait en fonction de la vitesse et de la géométrie de l'objet. Cette masse a pour effet d'augmenter l'inertie du cylindre en augmentant artificiellement la masse oscillante.

2.3.2 Prise en compte du mouvement du cylindre

La mise en mouvement provoque un changement de la vitesse du fluide perçue par le cylindre. De manière générale, on peut écrire la vitesse absolue comme étant la somme de la vitesse relative et de la vitesse d'entraînement d'un objet par rapport à un repère galiléen.

$$\vec{v}_{abs.} = \vec{v}_{rel.} + \vec{v}_{ent.} \quad (2.45)$$

La vitesse qui nous intéresse est celle de l'eau par rapport au cylindre, c'est-à-dire $\vec{v}_{rel.}$. Le vecteur $\vec{v}_{abs.}$ correspond à la vitesse de l'eau par rapport au référentiel galiléen. Enfin, $\vec{v}_{ent.}$ correspond à la vitesse du référentiel rattaché au cylindre par rapport au référentiel galiléen. On peut donc écrire

$$\vec{v}_{ent.} = \dot{z}(t) \vec{z} \quad (2.46)$$

avec $\dot{z}(t)$ la vitesse instantanée du cylindre. Sachant que $\vec{v}_{abs.} = u_\infty \vec{x}$, on peut écrire

$$\vec{v}_{rel.} = u_\infty \vec{x} - \dot{z}(t) \vec{z} \quad (2.47)$$

Cela implique que la vitesse de l'eau perçue par le cylindre est supérieure à u_∞ et égale à $u_{rel.}$. De même, cette valeur instantanée dépendra de la position du cylindre. On appellera $\theta(t)$ l'angle séparant $\vec{v}_{abs.}$ de $\vec{v}_{ent.}$. La figure 2.3 résume la situation et fait apparaître le changement de repère.

$$\begin{cases} \theta(t) = \arctan \frac{\dot{z}(t)}{u_\infty} \\ u_{rel.}(t) = \sqrt{\dot{z}(t)^2 + u_\infty^2} \end{cases} \quad (2.48)$$

2.3.2.1 Réécriture des forces hydrodynamiques

On rappelle les expressions des forces de portance (équation 1.10) et de traînée (équation 1.11).

$$F_L(t) = \frac{1}{2} \rho_f u_\infty^2 S C'_L \sin(\omega_v t) \quad (2.49)$$

$$F_D(t) = \frac{1}{2} \rho_f u_\infty^2 S C_D(t) \quad (2.50)$$

Puisque, comme nous l'avons vu précédemment, la vitesse incidente se voit modifiée par la vitesse de translation du cylindre, u_∞ devient $u_{rel.}(t)$.

$$F_L(t) = \frac{1}{2} \rho_f u_{rel.}(t)^2 S C'_L \sin(\omega_v t) \quad (2.51)$$

$$F_D(t) = \frac{1}{2} \rho_f u_{rel.}(t)^2 S C_D(t) \quad (2.52)$$

2.3.2.2 Introduction du coefficient $\gamma(t)$

On peut également écrire la vitesse relative donnée par le système d'équation 2.48 comme étant le produit de la vitesse d'écoulement u_∞ et d'un coefficient variable $\gamma(t)$

$$u_{rel.}(t) = u_\infty \sqrt{\left(\frac{\dot{z}(t)}{u_\infty}\right)^2 + 1} = u_\infty \gamma(t) \quad (2.53)$$

avec $\gamma(t)$ le rapport instantané de la vitesse relative et de la vitesse de l'écoulement. Cette grandeur nous sera utile par la suite pour simplifier l'établissement du modèle analytique.

2.3.2.3 Hypothèse sur la vitesse relative

Plutôt que de nous intéresser à l'effet sur la vitesse incidente instantanée $u_{rel.}(t)$, il est préférable de considérer son action en moyenne sur les forces hydrodynamiques. En effet, nous avons vu précédemment que le nombre de Reynolds avait un effet sur l'amplitude moyenne du coefficient de portance et sur le coefficient de traînée moyen. Il est possible de simplifier le modèle par linéarisation en privilégiant l'utilisation de la valeur moyenne de la vitesse. De plus, l'estimation de l'efficacité passe par l'utilisation de cette dernière.

Un développement limité du premier ordre en 0 nous permet d'estimer la valeur de $\gamma(t)$ pour de petites oscillations.

$$\gamma(t) = \sqrt{1 + \left(\frac{\dot{z}(t)}{u_\infty}\right)^2} \simeq 1 + \frac{1}{2} \left(\frac{\dot{z}(t)}{u_\infty}\right)^2 \quad (2.54)$$

Compte tenu de l'expression de $\dot{z}(t)$ (voir équation 2.32), et sachant que les fréquences d'oscillation sont de l'ordre du Hertz, il est raisonnable de considérer que $\dot{z}(t)^2 \ll 1$ dans le cas de faibles amplitudes de mouvement, aussi il conviendra de négliger ce deuxième terme. On considèrera dès lors que la part fluctuante de $\gamma(t)$ selon $\dot{z}(t)^2$ est négligeable. Cependant, l'effet d'augmentation artificielle de la vitesse par le mouvement du cylindre est à prendre en compte, puisque :

$$u_{rel.}(t) = u_\infty \gamma(t) \quad (2.55)$$

et que u_∞ est constante dans le temps, alors

$$\sqrt{\frac{1}{T} \int_0^T u_{rel.}(t)^2} = u_\infty \sqrt{\frac{1}{T} \int_0^T \gamma(t)^2} \quad (2.56)$$

$$u_{rel.,rms} = u_\infty \gamma \quad (2.57)$$

Avec $u_{rel.,rms}$ et γ les valeurs *rms* de la vitesse incidente $u_{rel.}(t)$ et de $\gamma(t)$. Les forces de portance et de traînée deviennent

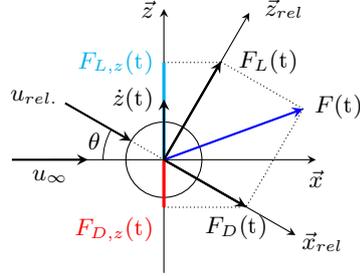


FIGURE 2.3 – Schéma représentant un cylindre circulaire sujet aux forces hydrodynamiques de traînée $F_D(t)$ et de portance $F_L(t)$ dans le plan (o, \vec{x}, \vec{z}) .

$$F_L(t) = \gamma^2 \frac{1}{2} \rho_f u_\infty^2 S C'_L \sin(\omega_v t) \quad (2.58)$$

$$F_D(t) = \gamma^2 \frac{1}{2} \rho_f u_\infty^2 S C_D(t) \quad (2.59)$$

On rappelle que lorsque le cylindre est immobile, γ devient strictement égal à 1, et les équations 2.58 et 2.59 prennent la forme des équations précédentes (1.10 et 1.11).

2.3.2.4 Hypothèse sur le coefficient de traînée

Le coefficient de traînée est égal à la somme d'un terme sinusoïdal d'amplitude C'_D et de pulsation $2\omega_v$ et d'un terme moyen $\overline{C_D}$. Nous allons à présent émettre l'hypothèse que l'on peut négliger la composante fluctuante du coefficient de traînée.

En effet, du fait de la pulsation qui est doublée par rapport à celle du coefficient de portance, tenir compte du terme fluctuant revient à considérer au moins deux harmoniques dans l'équation de mouvement. Puisque nous nous plaçons dans le cas où le mouvement du cylindre est sinusoïdal de pulsation ω_v , cela revient à négliger les autres harmoniques. Le coefficient de traînée $C_D(t)$ est donc supposé égal à $\overline{C_D}$.

$$F_D(t) = \gamma^2 \frac{1}{2} \rho_f u_\infty^2 S \overline{C_D} \quad (2.60)$$

2.3.3 Projection des forces de portance et de traînée sur l'axe \vec{z}

On exprime le repère relatif $(\vec{x}_{u_{rel.}}, \vec{z}_{u_{rel.}})$ dans le repère galiléen (\vec{x}, \vec{z}) .

$$\begin{cases} \vec{x}_{u_{rel.}} = \cos \theta \vec{x} + \sin \theta \vec{z} \\ \vec{z}_{u_{rel.}} = -\sin \theta \vec{x} + \cos \theta \vec{z} \end{cases} \quad (2.61)$$

Enfin, en injectant les expressions de $\vec{x}_{u_{rel.}}$ et $\vec{z}_{u_{rel.}}$ (système d'équations 2.61) dans l'équation 2.43 et projetant cette dernière sur le vecteur \vec{z} on obtient l'expression scalaire suivante :

$$m \ddot{z}(t) + \mu \dot{z}(t) + k_s z(t) = F_{L,z}(t) + F_{D,z}(t) \quad (2.62)$$

avec $F_{L,z}(t) = F_L(t) \cos \theta$ et $F_{D,z}(t) = F_D(t) \sin \theta$. Pour rappel, on note θ l'angle entre u_∞ et $u_{rel.}(t)$. Cela implique les relations suivantes :

$$\begin{cases} \cos \theta = \frac{u_\infty}{u_{rel.,rms}} = \frac{1}{\gamma} \\ \sin \theta = \frac{-\dot{z}(t)}{u_{rel.,rms}} = -\frac{1}{\gamma} \frac{\dot{z}(t)}{u_\infty} \end{cases} \quad (2.63)$$

On exprime la force de traînée projetée sur le vecteur \vec{z} , notée $F_{D,z}(t)$

$$F_D(t) \sin \theta = -\gamma \frac{1}{2} \rho_f u_\infty^2 S \overline{C_D} \dot{z}(t) \quad (2.64)$$

On remarque que la projection de la force de traînée sur le vecteur \vec{z} est proportionnelle à la vitesse du cylindre. De même pour l'expression de $F_L(t) \cos \theta$ projetée sur l'axe \vec{z} , notée $F_{L,z}(t)$

$$F_L(t) \cos \theta = \gamma \frac{1}{2} \rho_f u_\infty^2 S C'_L \sin(\omega_v t) \quad (2.65)$$

On utilise maintenant les expressions des forces de portance et de traînée (équations respectives 2.58 et 2.59) que l'on injecte dans l'expression 2.62.

$$m \ddot{z}(t) + \mu \dot{z}(t) + k_s z(t) = F_L(t) \cos \theta + F_D(t) \sin \theta \quad (2.66)$$

$$m \ddot{z}(t) + \mu \dot{z}(t) + k_s z(t) = F_L(t) \frac{1}{\gamma} - F_D(t) \frac{1}{\gamma} \frac{\dot{z}(t)}{u_\infty} \quad (2.67)$$

$$m \ddot{z}(t) + \mu \dot{z}(t) + k_s z(t) = \gamma^2 \frac{1}{2} \rho_f u_\infty^2 S C'_L \sin(\omega_v t) \frac{1}{\gamma} - \gamma^2 \frac{1}{2} \rho_f u_\infty^2 S \overline{C_D} \frac{1}{\gamma} \frac{\dot{z}(t)}{u_\infty} \quad (2.68)$$

$$m \ddot{z}(t) + \mu \dot{z}(t) + k_s z(t) = \gamma \frac{1}{2} \rho_f u_\infty^2 S C'_L \sin(\omega_v t) - \gamma \frac{1}{2} \rho_f u_\infty^2 S \overline{C_D} \dot{z}(t) \quad (2.69)$$

Il vient

$$m \ddot{z}(t) + \mu^* \dot{z}(t) + k_s z(t) = \gamma \frac{1}{2} \rho_f u_\infty^2 S C'_L \sin(\omega_v t) \quad (2.70)$$

avec

$$\mu^* = \mu + \gamma \frac{1}{2} \rho_f u_\infty S \overline{C_D} \quad (2.71)$$

μ^* représente la somme de l'amortissement visqueux, intrinsèque au système oscillant, et de l'amortissement fluide causé par la projection de la force de traînée sur l'axe vertical.

2.3.4 Résolution de l'équation de mouvement

Comme montré plus haut avec l'équation 2.32, on suppose la solution générale de l'équation différentielle 2.70 sous la forme :

$$z(t) = z' \cos(\omega_v t + \phi_z) \quad (2.72)$$

On peut donc écrire

$$\begin{aligned} z(t) &= z' \cos(\omega_v t + \phi_z) \\ \dot{z}(t) &= -\omega_v z' \sin(\omega_v t + \phi_z) \\ \ddot{z}(t) &= -\omega_v^2 z' \cos(\omega_v t + \phi_z) = -\omega_v^2 z(t) \end{aligned} \quad (2.73)$$

En remplaçant $\ddot{z}(t)$ par $-\omega_v^2 z(t)$, l'équation 2.70 devient

$$\mu^* \dot{z}(t) + k_s^* z(t) = \gamma \frac{1}{2} \rho_f u_\infty^2 S C'_L \sin(\omega_v t) \quad (2.74)$$

avec k_s^* la raideur efficace, caractérisée par la différence entre la raideur du ressort k_s et la raideur pour laquelle les oscillations sont maximale $\omega_v^2 m$:

$$k_s^* = k_s - \omega_v^2 m \quad (2.75)$$

On injecte les expressions de $z(t)$ et $\dot{z}(t)$ données par l'équation 2.73 dans l'équation 2.74.

$$\begin{aligned} -\mu^* \omega_v z' \sin(\omega_v t + \phi_z) + k_s^* z' \cos(\omega_v t + \phi_z) \\ = \gamma \frac{1}{2} \rho_f u_\infty^2 S C'_L \sin(\omega_v t) \end{aligned} \quad (2.76)$$

$$\begin{aligned} -\mu^* \omega_v z' (\sin(\omega_v t) \cos(\phi_z) + \cos(\omega_v t) \sin(\phi_z)) \\ + k_s^* z' (\cos(\omega_v t) \cos(\phi_z) - \sin(\omega_v t) \sin(\phi_z)) \\ = \gamma \frac{1}{2} \rho_f u_\infty^2 S C'_L \sin(\omega_v t) \end{aligned} \quad (2.77)$$

En factorisant par $\cos(\omega_v t)$ et par $\sin(\omega_v t)$, l'équation devient

$$\begin{aligned}
& \sin(\omega_v t)(-\mu^* \omega_v z' \cos(\phi_z) - k_s^* z' \sin(\phi_z)) \\
& \quad + \cos(\omega_v t)(-\mu^* \omega_v z' \sin(\phi_z) + k_s^* z' \cos(\phi_z)) \\
& \qquad \qquad \qquad = \gamma \frac{1}{2} \rho_f u_\infty^2 S C'_L \sin(\omega_v t) \quad (2.78)
\end{aligned}$$

et sachant que $a_1 \cos(\omega t) + a_2 \sin(\omega t) = 0$ implique que $a_1 = 0$ et $a_2 = 0$, on peut déduire de l'équation 2.78 :

$$\begin{cases} -\mu^* \omega_v z' \cos(\phi_z) - k_s^* z' \sin(\phi_z) = \gamma \frac{1}{2} \rho_f u_\infty^2 S C'_L \\ -\mu^* \omega_v z' \sin(\phi_z) + k_s^* z' \cos(\phi_z) = 0 \end{cases} \quad (2.79)$$

En sommant le carré de ces deux équations on obtient

$$z'^2 (\mu^{*2} \omega_v^2 + k_s^{*2}) = \left(\gamma \frac{1}{2} \rho_f u_\infty^2 S C'_L \right)^2 \quad (2.80)$$

On en déduit l'expression de l'amplitude des oscillations en fonction des paramètres mécaniques μ , k_s et m_{eq} , des inconnues hydrodynamiques m_a , C'_L , $\overline{C_D}$, ω_v et γ , et de la vitesse d'écoulement u_∞ .

$$z' = \frac{\gamma \frac{1}{2} \rho_f u_\infty^2 S C'_L}{\sqrt{\mu^{*2} \omega_v^2 + k_s^{*2}}} \quad (2.81)$$

L'amplitude *rms* des oscillations d'un mouvement sinusoïdal sans harmoniques est donnée par

$$z_{rms} = \frac{z'}{\sqrt{2}} \quad (2.82)$$

De même, on note C_L la valeur *rms* du coefficient de portance $C_L(t)$ lorsque celui-ci évolue selon une loi sinusoïdale :

$$C_L = \frac{C'_L}{\sqrt{2}} \quad (2.83)$$

L'amplitude *rms* des oscillations z_{rms} est donc donnée en fonction des paramètres hydrodynamiques C'_L , $\overline{C_D}$, C_a , des paramètres mécaniques et géométrique m_{eq} , D , L et des paramètres hydrauliques u_∞ , ρ_f par l'expression suivante.

$$z_{rms} = \frac{\gamma \frac{1}{2} \rho_f u_\infty^2 S C_L}{\sqrt{(k_s - \omega_v^2 m)^2 + \omega_v^2 \left(\mu + \gamma \frac{1}{2} \rho_f u_\infty S \overline{C_D} \right)^2}} \quad (2.84)$$

Cette équation sera présentée en détail dans le paragraphe suivant.

2.4 Utilisation du modèle analytique

2.4.1 Amplitude *rms* maximale atteignable

On peut remarquer, en regardant l'équation 2.84, que même dans le cas où la raideur k_s est égale à $\omega_v^2 m$ ($k_s^* = 0$), c'est à dire lorsque l'on atteint une zone de résonance, que les frottements visqueux C_s sont réduits au minimum, et que la génératrice ne récupère pas d'énergie ($k_p = 0$), l'amplitude moyenne des oscillations z_{rms} tend vers une valeur finie z_{rms_0} . Le système est donc inconditionnellement stable.

$$z_{rms_0} = \frac{\gamma \frac{1}{2} \rho_f u_\infty^2 S C_L}{\mu^* \omega_v} \quad (2.85)$$

avec μ^* l'amortissement obtenu avec μ proche de zéro :

$$\mu^* = \gamma \frac{1}{2} \rho_f u_\infty S \overline{C_D} \quad (2.86)$$

D'où l'expression de l'amplitude *rms* maximale des oscillations

$$z_{rms_0} = \frac{C_L}{C_D} \frac{u_\infty}{\omega_v} \quad (2.87)$$

2.4.2 Raideur optimale $k_{s,opt}$ permettant de maximiser l'amplitude de mouvement

La fréquence de Strouhal est donnée par la relation 1.2. Cette dernière est définie comme étant proportionnelle à la vitesse d'écoulement incidente. En supposant que si f_s est proportionnelle à u_∞ , f_v est proportionnelle à $u_{rel.}$, il vient

$$f_v = \frac{St u_{rel.}}{D} \quad (2.88)$$

or $u_{rel.} = \gamma u_\infty$, ainsi

$$f_v = \gamma \frac{St u_\infty}{D} = \gamma f_s \quad (2.89)$$

Ainsi

$$\omega_v = \gamma \omega_s \quad (2.90)$$

L'équation 2.84 nous apprend que la raideur optimale $k_{s,opt}$ est égale à $\omega_v^2 m$. Il vient :

$$k_{s,opt} = \gamma^2 \omega_s^2 m \quad (2.91)$$

2.4.3 Efficacité maximale

On qualifiera de paramètres optimaux les valeurs permettant de maximiser l'énergie récupérable. On veut donc $k_{s,opt}$ et $k_{p,opt}$ tels que $\overline{\mathcal{P}}_g$ soit maximale.

2.4.3.1 Puissance moyenne $\overline{\mathcal{P}}_g$ en fonction de l'amplitude z_{rms}

On réutilise l'expression de la puissance récupérée telle que définie par l'équation 1.17, avec $n_p = 1$ et $v_{th.} = 0$ m/s :

$$\mathcal{P}_g(t) = k_p \dot{z}(t)^2 \quad (2.92)$$

ce qui donne en moyenne

$$\overline{\mathcal{P}}_g = \frac{1}{T} \int_0^T k_p \dot{z}(t)^2 dt \quad (2.93)$$

On reconnaît l'expression de la valeur *rms* de $\dot{z}(t)$ lorsque l'on fait tendre T vers l'infini :

$$\overline{\mathcal{P}}_g = k_p \left(\sqrt{\frac{1}{T} \int_0^T \dot{z}(t)^2 dt} \right)^2 = k_p \dot{z}_{rms}^2 \quad (2.94)$$

En utilisant les équations 2.73, on en déduit que $\dot{z}_{rms} = \omega_v z_{rms}$. Ainsi :

$$\overline{\mathcal{P}}_g = k_p (\omega_v z_{rms})^2 \quad (2.95)$$

2.4.3.2 Recherche du coefficient k_p optimal

On se place dans le cas où la raideur k_s est optimale et où les frottements visqueux C_s sont négligés. L'équation 2.84 devient

$$z_{rms} = \frac{\gamma \frac{1}{2} \rho_f u_\infty^2 S C_L}{\left(k_p + \gamma \frac{1}{2} \rho_f u_\infty S \overline{C_D} \right) \omega_v} \quad (2.96)$$

En injectant cette expression dans l'équation 2.95 on exprime la puissance récupérée $\overline{\mathcal{P}}_g$ en fonction de k_p .

$$\overline{\mathcal{P}}_g = k_p \left(\frac{\alpha}{k_p + \beta} \right)^2 \quad (2.97)$$

avec

$$\begin{cases} \alpha &= \gamma \frac{1}{2} \rho_f u_\infty^2 S C_L \\ \beta &= \gamma \frac{1}{2} \rho_f u_\infty S \overline{C_D} \end{cases} \quad (2.98)$$

On veut $k_{p,opt}$ tel que $\overline{\mathcal{P}}_g$ soit maximale. Autrement dit,

$$\frac{\partial \overline{\mathcal{P}}_g}{\partial k_p} = 0 \quad (2.99)$$

On aura donc

$$\begin{aligned} \frac{\partial \overline{\mathcal{P}}_g}{\partial k_p} &= \alpha^2 \frac{\partial}{\partial k_p} \left(\frac{k_p}{(k_p + \beta)^2} \right) \\ &= \alpha^2 \frac{(k_p + \beta)^2 - 2k_p(k_p + \beta)}{(k_p + \beta)^4} \end{aligned} \quad (2.100)$$

La dérivée ne s'annule que lorsque

$$\begin{aligned} (k_{p,opt.} + \beta)^2 - 2k_{p,opt.}(k_{p,opt.} + \beta) &= 0 \\ \text{soit : } k_{p,opt.} &= \beta \end{aligned} \quad (2.101)$$

Le coefficient de récupération d'énergie optimal $k_{p,opt.}$ est donc donné par l'expression

$$k_{p,opt.} = \gamma \frac{1}{2} \rho_f u_\infty S \overline{C_D} \quad (2.102)$$

L'expression n'est valable que si la raideur optimale est atteinte ($k_s^* = 0$) et si $n_p = 1$ et $v_{th.} = 0$ m/s.

2.4.4 Rendement maximal

On note $z_{rms_{opt}}$ l'amplitude *rms* des oscillations lorsque l'efficacité est maximale. Elle est obtenue en remplaçant k_p par $k_{p,opt.}$ dans l'équation 2.96.

$$z_{rms_{opt}} = \frac{\gamma \frac{1}{2} \rho_f u_\infty^2 S C_L}{\left(\gamma \frac{1}{2} \rho_f u_\infty S \overline{C_D} + \gamma \frac{1}{2} \rho_f u_\infty S \overline{C_D} \right) \omega_v} \quad (2.103)$$

Il vient

$$z_{rms_{opt}} = \frac{1}{2} \frac{C_L}{C_D} \frac{u_\infty}{\omega_v} \quad (2.104)$$

On remarque par ailleurs que

$$z_{rms_{opt}} = \frac{1}{2} z_{rms_0} \quad (2.105)$$

En injectant les expressions de l'amplitude optimale $z_{rms_{opt}}$ (équation 2.104) et du coefficient de récupération d'énergie $k_{p,opt.}$ (équation 2.102) dans l'expression du rendement, il vient

$$\eta = \frac{k_{p,opt.} (\omega_v z_{rms_{opt}})^2}{\frac{1}{2} \rho_f u_\infty^3 S} \quad (2.106)$$

$$\eta = \frac{\gamma \frac{1}{2} \rho_f u_\infty S \overline{C_D} \left(\frac{1}{2} \frac{C_L}{\overline{C_D}} u_\infty \right)^2}{\frac{1}{2} \rho_f u_\infty^3 S} \quad (2.107)$$

D'où l'expression du rendement maximal atteignable η_{max}

$$\eta_{max} = \gamma \frac{1}{4} \frac{C_L^2}{C_D} \quad (2.108)$$

2.5 Bilan

2.5.1 Synthèse du protocole d'optimisation du modèle

Le schéma synoptique ci-dessous représente de façon synthétique l'établissement du modèle analytique.

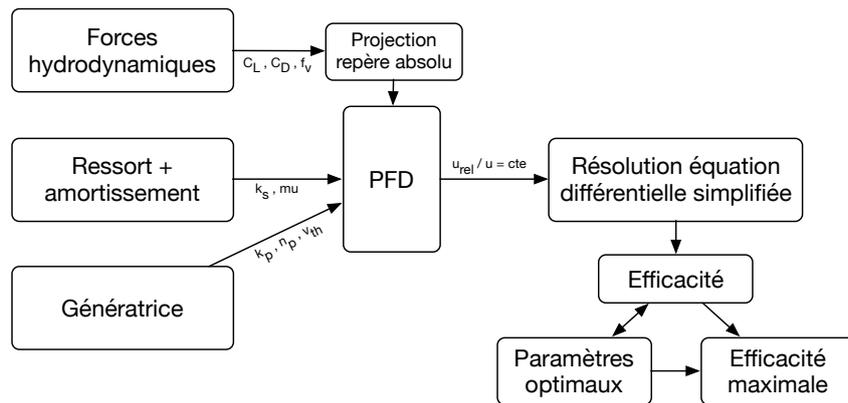


FIGURE 2.4 – Principe d'établissement du modèle analytique.

Le modèle repose sur le principe d'un système masse-ressort-amortisseur soumis à une force cyclique projetée parallèlement et perpendiculairement à la vitesse incidente. Les forces hydrodynamiques (masse ajoutée, traînée et portance) sont projetées sur l'axe vertical, le long duquel le cylindre oscille. Les forces de rappel du ressort, d'amortissement et le couple imposé par la génératrice sont ensuite additionnées au bilan des forces. L'application du principe fondamental de la dynamique amène à une équation différentielle projetée sur l'axe vertical. Pour simplifier cette équation, une hypothèse est faite sur la vitesse incidente, dont la valeur *rms* est plus importante que la vitesse moyenne de l'écoulement à l'amont. Enfin, la résolution de cette équation donne à la fois une estimation de l'efficacité pour des conditions données et les paramètres optimaux pour atteindre l'efficacité maximale.

Le modèle analytique qui a été développé permet, d'une part, de connaître les paramètres optimaux de k_s et de k_p ,

$$\begin{cases} k_{p,opt.} &= \gamma \frac{1}{2} \rho_f u_\infty S \overline{C_D} \\ k_{s,opt} &= \gamma^2 \omega_s^2 (m_{eq} + m_a) \end{cases} \quad (2.109)$$

et d'autre part d'estimer l'amplitude, la première harmonique du mouvement d'oscillation et la puissance récupérée.

Il peut toutefois être précisé qu'une autre méthode d'optimisation multi-paramètres aurait pu être utilisée, comme la méthode des gradients.

2.5.2 Limites du modèle analytique

Des inconnues subsistent cependant. Le coefficient γ , introduit par le modèle, n'est pas connu. Il permet pourtant d'estimer une fourchette de valeurs de γ par ses valeurs extrêmes, c'est-à-dire de 1 lorsque la vitesse du cylindre est négligeable, et de $\sqrt{2}$ lorsqu'elle est équivalente à la vitesse d'écoulement u_∞ . De même, s'il est communément admis que dans notre gamme de nombre de Reynolds Re le coefficient de traînée est sensiblement égal à 1, le coefficient de portance est plus difficile à connaître et dépend beaucoup de la géométrie, surtout dans les cas où le rapport entre la largeur du cylindre et son diamètre est faible — ce qui induit l'apparition d'effets de bords. Il conviendra donc dans la suite de l'estimer en fonction des paramètres tels que la vitesse, l'écart entre la raideur optimale et la raideur effective, ou encore le coefficient de récupération d'énergie. Enfin, la masse ajoutée empêche d'estimer la raideur optimale par la seule connaissance de γ et de la vitesse d'écoulement.

Deux paramètres de contrôle, n_p et $v_{th.}$, ne sont pas représentés par le modèle analytique du fait de la complexité de leur intégration dans celui-ci.

2.5.3 Prise en compte du paramètre n_p

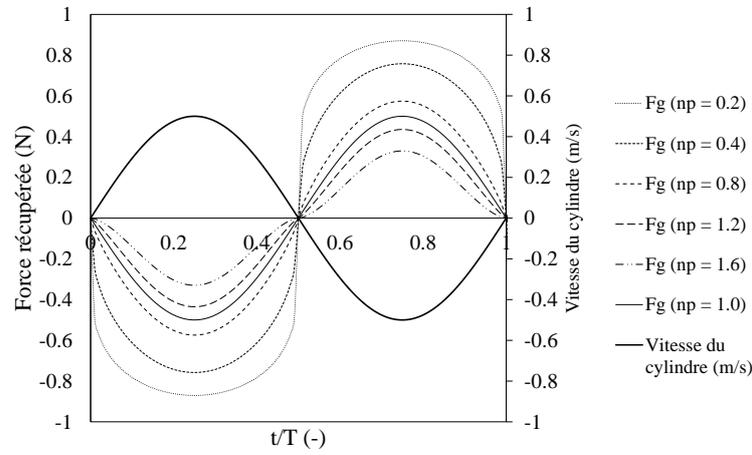
Le coefficient réel n_p se retrouve dans l'équation 1.14. Pour rappel :

$$F_g(t) = \pm k_p |\dot{z}(t)|^{n_p} \quad (2.110)$$

Son utilisation revient à rendre non-linéaire la fonction $\dot{z}(t)$, et ce pour des valeurs de n_p différentes de 0 et de 1.

Un signal périodique de fréquence f et de forme quelconque peut être obtenu en ajoutant à une sinusoïde de fréquence f (fondamentale), des sinusoïdes dont les fréquences sont des multiples entiers n de f .

Puisque le mouvement du cylindre est périodique, la fonction $F_g(t)$ sera elle aussi périodique en régime permanent à condition que l'utilisation d'un coefficient n_p différent de 1 n'annihile pas complètement le mouvement. Or, un signal périodique de fréquence constante f et de forme quelconque peut être obtenu en ajoutant à une sinusoïde de fréquence f d'autres sinusoïdes de fréquences $n \times f$ avec $n \in \mathbb{N}$. Ainsi, d'après la théorie des séries de Fourier, il est possible d'exprimer la fonction 2.110 de la façon suivante :

FIGURE 2.5 – F_g pour différentes valeurs de n_p ($k_p = 1$).

$$\pm k_p |\dot{z}(t)|^{n_p} = \sum_{n=0}^{\infty} a_n \cos(n \omega_v t + \phi_n) \quad (2.111)$$

La figure 2.5 représente un exemple d'utilisation pour les valeurs 0.2, 0.4, 0.8, 1, 1.2 et 1.6 de n_p . La vitesse du cylindre est d'amplitude maximale de 0.5 m/s, la fréquence d'oscillation est de 1 Hz et le paramètre k_p est égal à 1.

Ces différents exemples sont ensuite décomposés par méthode FFT, qui découle directement de la théorie des séries de Fourier (figure 2.6).

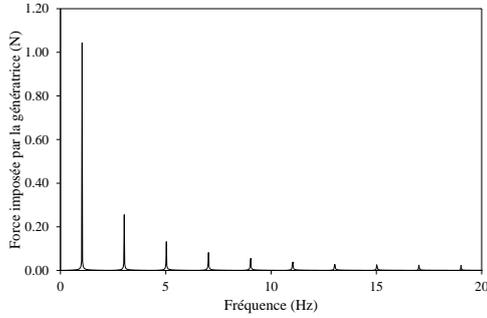
Évidemment, étant donné que $\dot{z}(t) < 1$ dans l'exemple, l'harmonique principale ($\omega = \omega_v$) décroît à mesure que n_p augmente. Les résultats montrent l'apparition de nouvelles harmoniques qui prennent de l'ampleur à mesure que n_p s'éloigne de 1. Cela implique que le modèle d'une force proportionnelle à la vitesse du cylindre n'est plus valide — il faut désormais prendre en compte les différentes harmoniques dans le modèle, et plus n_p sera différent de 1, moins il sera possible de négliger les harmoniques les plus éloignées de l'harmonique principale. L'intégration d'une telle caractéristique dans le modèle mathématique revient à le compliquer de façon importante.

2.5.4 Prise en compte du paramètre v_{th} .

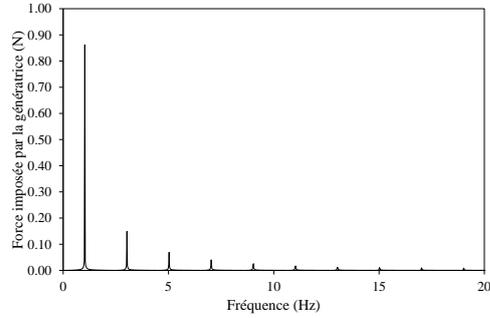
Le second paramètre v_{th} est un seuil de vitesse en dessous de laquelle la force imposée par la génératrice est nulle. Cette condition est exprimée de la façon suivante

$$\begin{cases} F_g(t) = -k_p \dot{z}(t) & \text{pour } |\dot{z}(t)| > v_{th}. \\ F_g(t) = 0 & \text{pour } |\dot{z}(t)| \leq v_{th}. \end{cases} \quad (2.112)$$

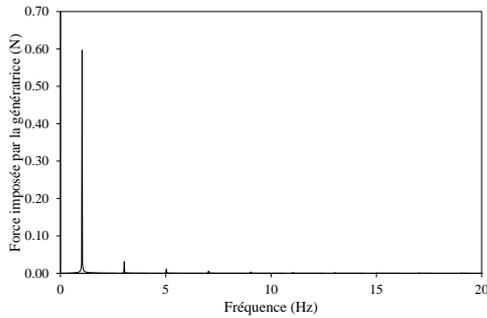
De la même manière qu'avec le coefficient n_p , l'utilisation d'un coefficient v_{th} dans l'équation de mouvement va ajouter des harmoniques supplémentaires et rendre



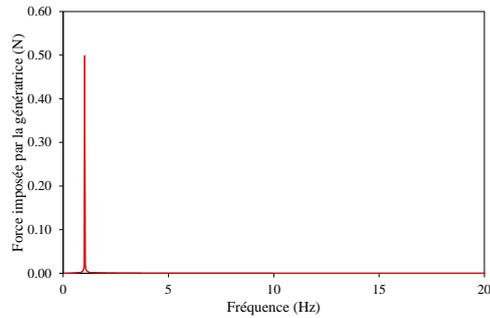
(a) $n_p = 0.2$



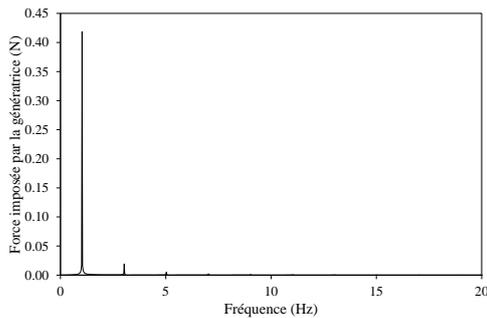
(b) $n_p = 0.4$



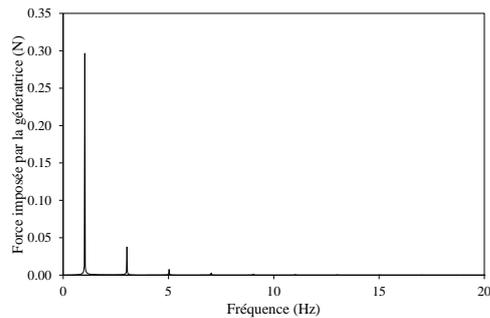
(c) $n_p = 0.8$



(d) $n_p = 1$



(e) $n_p = 1.2$



(f) $n_p = 1.6$

FIGURE 2.6 – Spectres des signaux correspondant aux forces imposées par la génératrice F_g pour différentes valeurs de n_p avec $k_p = 1$.

le modèle analytique nettement plus complexe d'utilisation. Des approches numériques et expérimentales seront privilégiées dans ce cas.

Modèle numérique

Sommaire

3.1	Introduction	64
3.1.1	Qu'est-ce qu'un modèle CFD?	64
3.1.2	Intérêt dans le contexte de la thèse	64
3.2	Résolution numérique de problèmes de mécanique des fluides	65
3.2.1	Équations de Navier-Stokes	65
3.2.2	Méthode des volumes finis	66
3.2.3	Modélisation de la turbulence	67
3.2.4	Modélisation des écoulements en proche-paroi	71
3.2.5	Interactions fluide-structure	73
3.3	Un outil de modélisation : OpenFOAM	74
3.3.1	Présentation	74
3.3.2	Structure d'un dossier de travail	75
3.3.3	Les trois phases de la simulation	76
3.3.4	Souplesse d'OpenFOAM	79
3.4	Modélisation du cylindre oscillant	79
3.4.1	Définition du besoin	79
3.4.2	Développement du modèle	80
3.4.3	Validation du modèle de l'écoulement autour du cylindre	89
3.5	Méthodes d'analyse et découplage des forces hydrodynamiques	91
3.5.1	Analyse des signaux	91
3.5.2	Découplage des forces	93
3.5.3	Stratégies de balayage des paramètres	99
3.6	Résultats	100
3.6.1	Validation du découplage des forces	100
3.6.2	Résultats du découplage des forces hydrodynamiques	101
3.6.3	Validation du modèle analytique	102
3.6.4	Effet du coefficient d'amortissement ξ sur les performances	107
3.6.5	Évaluation de l'influence de n_p sur l'efficacité	108
3.7	Bilan	113

3.1 Introduction

3.1.1 Qu'est-ce qu'un modèle CFD ?

La Mécanique des Fluides Numérique (MFN), plus communément appelée CFD, correspond à l'ensemble des méthodes numériques utilisées pour résoudre les problèmes de mécanique des fluides. Ces méthodes consistent en une discrétisation des équations de Navier-Stokes, ce qui rend les solutions approximatives. De même, il n'est pas possible mathématiquement de représenter le phénomène des écoulements turbulents avec exactitude – aussi leur représentation repose-t-elle sur des méthodes statistiques, ce qui permet d'approcher un comportement similaire aux écoulements réels.

Situé entre le modèle analytique construit sur des hypothèses très simplificatrices et le réel, le modèle numérique constitue une alternative intéressante. Il permet de s'affranchir des contraintes liées aux essais expérimentaux et de connaître parfaitement l'ensemble des paramètres d'intérêt (pas d'erreur de mesure) sans modifier le comportement du fluide (pas de mesure intrusive), sous réserve qu'il soit validé sur des bases solides.

3.1.2 Intérêt dans le contexte de la thèse

L'intérêt de l'utilisation d'un modèle numérique est multiple dans le contexte de l'étude et de l'optimisation du dispositif.

Étude en milieu idéal Le modèle analytique a été construit sur des hypothèses simples. Il ne prend en compte ni la latéralité du cylindre, ni sa rugosité, et ne s'attarde pas non plus sur les effets du confinement sur la formation des tourbillons. Il a été maintes fois démontré [9, 63] que la surface libre et le fond avaient une incidence directe sur la fréquence et l'amplitude des oscillations d'un cylindre rigide en translation verticale. De même, la dimension latérale du cylindre introduit une hétérogénéité de la formation des tourbillons qui s'observe notamment dans le contexte des câbles immergés. Ces aspects doivent être mis de côté lors de la vérification du modèle analytique et du balayage des paramètres de contrôle indépendants tels que k_p , k_s , n_p ou v_{th} , ou encore de la masse équivalente m_{eq} .

Rapidité de balayage Le second intérêt repose sur la vitesse avec laquelle il est possible de balayer de nombreux paramètres. Il est par exemple possible de tester le fonctionnement du dispositif avec des masses très faibles, et ce sans que les coûts et les temps de fabrication rencontrés expérimentalement ne constituent un frein.

Possibilités de post-traitement Enfin, l'utilisation d'un modèle numérique permet de récupérer des informations qu'il peut être coûteux, voire impossible, d'obtenir expérimentalement. Ainsi il est possible de connaître la force exercée par l'écoulement sur chaque surface élémentaire du cylindre et à chaque pas de temps. Cet aspect sera notamment utilisé pour, d'une part, vérifier les hypothèses formulées

pour l'établissement du modèle analytique, comme l'influence de la vitesse relative sur la projection verticale des forces de traînée. D'autre part, il sera possible d'extraire des données telles que les coefficients C_L , $\overline{C_D}$ ou encore la masse ajoutée m_a pour de nombreux cas-tests.

Le but du modèle est de représenter le comportement hydrodynamique d'un cylindre soumis à un écoulement. Le cylindre est assimilé à un système masse-ressort-amortisseur et les caractéristiques de son mouvement (fréquence f_v , amplitude z_{rms} et phase) doivent être confrontées aux paramètres mécaniques k_s , m_{eq} , k_p , n_p , v_{th} . et aux coefficients hydrodynamiques C_a , C_L et $\overline{C_D}$.

Il est construit de sorte à reproduire les hypothèses du modèle analytique :

- le cylindre a un degré de liberté en translation verticale
- le cylindre bouge du fait des forces hydrodynamiques qui s'exercent sur lui, et le mouvement a lui-même un effet sur les forces hydrodynamiques
- la dimension latérale n'est pas représentée : problème plan (dimensions données par la direction de l'écoulement à l'infini et l'axe d'oscillation du cylindre)
- le cylindre est isolé et les effets de bords ne sont pas représentés : il n'y aura ni proximité du cylindre avec le fond, ni avec la surface de l'eau
- le cylindre n'est pas en rotation libre autour de son axe
- il n'y a pas de rugosité autour du cylindre

Il faut également limiter au maximum le temps de calcul tout en assurant une représentation correcte de la réalité. Cet aspect est d'autant plus important que de nombreux paramètres devront être balayés.

Le logiciel *open-source* Open ∇ FOAM sera utilisé pour répondre à ces objectifs.

3.2 Résolution numérique de problèmes de mécanique des fluides

3.2.1 Équations de Navier-Stokes

Deux lois de la physique sont utilisées pour représenter le comportement d'un écoulement :

- la conservation de la masse ;
- la somme des forces appliquées à un système isolé est égale au produit de sa masse et de son accélération.

Appliquées à une particule de fluide, ces lois permettent d'aboutir aux équations de Navier-Stokes [58, 73]. Nous les simplifierons en partant du principe que le fluide dans lequel le cylindre est immergé, c'est-à-dire l'eau, est Newtonien et incompressible.

Le système suivant se compose de l'équation d'incompressibilité et des équations de bilan de la quantité de mouvement pour un fluide Newtonien exprimées dans les

coordonnées cartésiennes du repère (\vec{x}_i) , avec $i = [1, 2, 3]$ les trois dimensions de l'espace.

$$\begin{cases} \vec{\nabla} \cdot \vec{v} = 0 \\ \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\vec{v} \vec{v}) = -\frac{1}{\rho} \vec{\nabla} p + \nu \Delta \vec{v} + \vec{f} \end{cases} \quad (3.1)$$

avec $\vec{v} = u_i \vec{x}_i$ le vecteur vitesse de la particule fluide considérée exprimé dans le repère cartésien, $p(x_i)$ sa pression, $\vec{f} = f_i \vec{x}_i$ le vecteur des forces extérieures, ici réduites à la seule force de pesanteur $\vec{f} = -g \vec{x}_3$, et ρ et ν respectivement la masse volumique et la viscosité cinématique de l'eau.

Quatre inconnues, composées des trois composantes de vitesse u_1, u_2 et u_3 ainsi que de la pression p , peuvent être calculées à travers la résolution de ce système d'équations. Cependant, le comportement réel de l'écoulement ne peut être représenté par ce système lorsque celui-ci est dit « turbulent ».

3.2.2 Méthode des volumes finis

Le modèle numérique correspond à un volume de dimension finie. Celui-ci sera subdivisé en des sous-volumes, que l'on appelle « mailles », dans lesquelles les équations de Navier-Stokes seront utilisées sous une forme discrétisée. Les mailles contiennent en leur sein l'ensemble des variables physiques telles que les composantes de vitesse, la pression, ou les grandeurs liées à la modélisation de la turbulence.

Chaque maille est considérée comme un volume de contrôle, composé de surfaces à l'interface des parois ou des mailles adjacentes.

On peut intégrer l'équation de bilan de la quantité de mouvement du système 3.1 sur le volume de contrôle V représenté numériquement par une maille quelconque.

$$\iiint_V \left[\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\vec{v} \vec{v}) \right] dV = \iiint_V \left[-\frac{1}{\rho} \vec{\nabla} p + \nu \Delta \vec{v} + \vec{f} \right] dV \quad (3.2)$$

Puisque les termes $\partial \vec{v} / \partial t$ et \vec{f} sont supposés constants dans l'ensemble du volume de contrôle, on peut écrire

$$\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} V + \iiint_V \vec{\nabla} \cdot (\vec{v} \vec{v}) dV = \iiint_V \left[-\frac{1}{\rho} \vec{\nabla} p + \nu \Delta \vec{v} \right] dV + \vec{f} V \quad (3.3)$$

On utilise ensuite le théorème de Green-Ostrogradski pour exprimer les termes d'intégrale de divergence en flux traversant la surface de contrôle. Puisque le volume de contrôle est un polyèdre, l'intégrale de surface peut être écrite sous la forme d'une somme de N termes, avec N le nombre de faces de la surface de contrôle.

Les informations sont ensuite transmises d'une maille aux mailles adjacentes. Puisque ces dernières sont calculées au centre de chaque maille, il est nécessaire de les interpoler pour connaître leurs valeurs aux interfaces correspondantes.

3.2.3 Modélisation de la turbulence

3.2.3.1 Qu'est-ce que la turbulence ?

En réalité, très peu d'écoulements peuvent être représentés exactement par le système 3.1. Ces derniers sont qualifiés de « laminaires », par opposition aux régimes dits « turbulents », faits de tourbillons qui se contrarient mutuellement. Le nombre de Reynolds, que nous avons vu précédemment dans le contexte des formations de tourbillons, est utilisé pour déterminer le régime d'un écoulement. Il exprime le rapport entre les forces d'inertie et les forces de viscosité.

$$Re = \frac{vl}{\nu} \quad (3.4)$$

avec v la vitesse de l'écoulement, l la longueur caractéristique et ν la viscosité cinématique du fluide considéré. De faibles valeurs de Reynolds dénotent un écoulement laminaire, tandis que des valeurs élevées caractérisent un écoulement turbulent. Entre ces deux extrêmes, pour un nombre de Reynolds d'un ordre de grandeur de quelques milliers, existe une zone d'écoulement à mi-chemin entre le laminaire et le turbulent.

Dans un régime laminaire, deux particules infiniment voisines à un instant t restent proches à un instant $t + \delta t$ — aussi est-il possible de déterminer les conditions initiales de cet écoulement. On parle alors de mouvement *déterministe*.

Quand un écoulement est turbulent, le champ de vitesse est chaotique, sans organisation apparente, et ne peut plus être calculé en utilisant les techniques classiques d'analyse mathématique ; il est donc impossible de remonter aux conditions initiales. Le mouvement n'est plus déterministe.

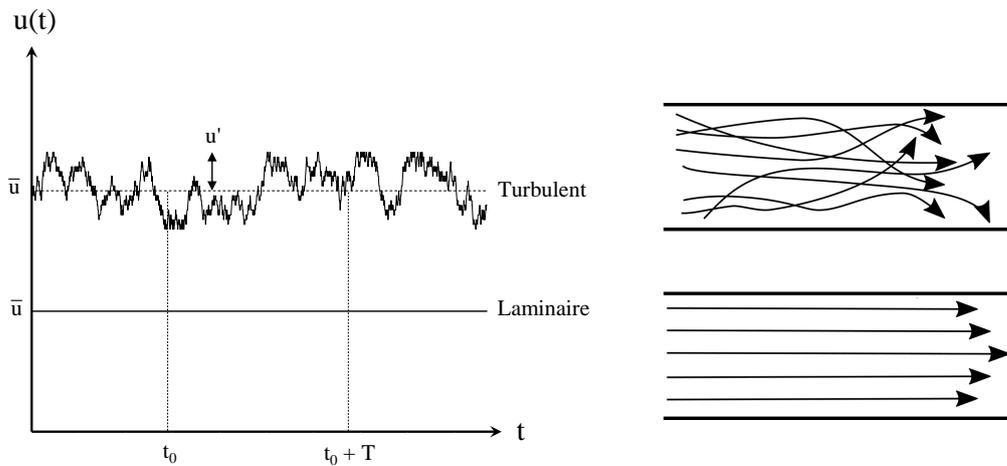
Prenons l'exemple d'une composante de vitesse horizontale $u(t)$ à une position donnée. La figure 3.1(a) représente son évolution temporelle dans les cas d'un régime turbulent et d'un régime laminaire. La figure 3.1(b) montre quant à elle un exemple illustrant ces deux régimes à travers une représentation des lignes de courant à un instant donné.

Dans de nombreux problèmes de mécanique des fluides, la turbulence ne peut être négligée. On peut prendre l'exemple de la balle de golf qui, du fait des concavités à sa surface, génère de la turbulence autour de sa paroi qui va changer son comportement aérodynamique et lui permettre d'aller plus loin. De cet exemple entre mille découle un constat : même à faible échelle, ce phénomène est capable de modifier complètement le comportement dynamique d'un objet. Dans le contexte de l'étude d'un cylindre immergé dans un écoulement, on ne peut pas faire l'impasse sur la bonne représentation de la turbulence.

Puisque la résolution exacte d'un écoulement turbulent n'est pas possible, des méthodes ont été développées pour le modéliser.

3.2.3.2 La résolution directe

La Simulation Numérique Directe (SND), ou *Direct Numerical Simulation* (DNS), est la méthode la plus précise car elle calcule de manière explicite l'ensemble



(a) Évolution de la vitesse dans le cas d'un régime turbulent et d'un régime laminaire. (b) Exemples d'écoulements turbulent (en haut) et laminaire (en bas).

FIGURE 3.1 – Vitesse et allure d'une ligne de courant dans le cas d'un régime laminaire et d'un régime turbulent.

des structures tourbillonnaires. Toute l'énergie de la turbulence est donc représentée : aucun modèle de turbulence n'est utilisé. Cependant, une telle méthode impose une structure de maillage extrêmement fine pour représenter l'ensemble du spectre de l'énergie turbulente, ce qui résulte en des temps de calcul très importants.

3.2.3.3 La simulation des grandes échelles

La Simulation des Grandes Échelles (SGE), ou *Large Eddy Simulation* (LES), proposent de ne résoudre les équations de Navier-Stokes que pour une partie du spectre de la turbulence, à savoir les grandes échelles de tourbillons. Les plus petites échelles sont quant à elles modélisées (figure 3.2).

Cette méthode, qui nécessite des structures de mailles moins raffinées que pour le cas des DNS, est par conséquent moins gourmande en ressources. Dans le cas particulier des VIV, il sera montré que cette méthode permet une bonne représentation du nombre de Strouhal mais qu'elle a tendance à surestimer les coefficients hydrodynamiques.

3.2.3.4 La méthode RANS

La méthode *Reynolds Averaged Navier-Stokes* (RANS) propose quant à elle de ne résoudre que les équations moyennées de Navier-Stokes. L'ensemble du spectre est modélisé à l'aide de la notion de viscosité turbulente ν_t introduite par l'hypothèse de Boussinesq [15]. L'avantage indéniable de cette méthode est qu'elle ne nécessite pas un maillage particulièrement fin pour être convenable, ce qui limite le coût des calculs.

Dans le cas du régime turbulent, la vitesse $u_1(t)$ évolue autour d'une valeur

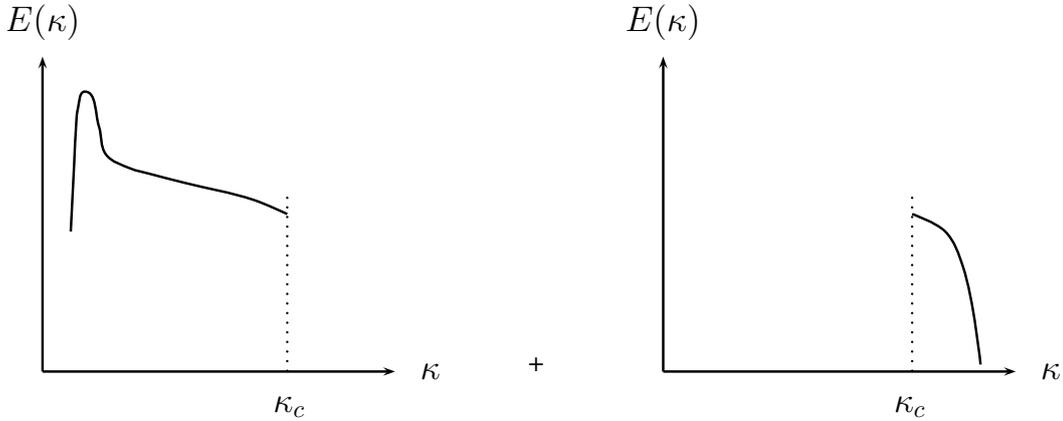


FIGURE 3.2 – Schéma d'un spectre d'énergie d'une simulation moyennée, résolu (gauche) et modélisé (droite) [25].

moyenne $\overline{u_1}$, comme nous pouvons le voir sur la figure 3.1(a). On peut donc écrire, pour un échantillon de temps T suffisamment important et dans l'intervalle $[t_0; t_0 + T]$,

$$u_1(t) = \frac{1}{T} \int_{t_0}^{t_0+T} u_1(t) + u'_1(t) \quad (3.5)$$

avec $u'_1(t)$ la composante de vitesse variant dans le temps du fait de la turbulence.

Évidemment, si nous nous sommes intéressés à la seule composante de vitesse selon l'axe horizontal \vec{x}_1 , il est possible de généraliser l'équation 3.5 aux trois dimensions de l'espace. De même, la pression varie autour de sa valeur moyenne \overline{p} par un terme fluctuant $p'(t)$.

$$\begin{cases} u_i &= \overline{u_i} + u'_i \\ p &= \overline{p} + p' \end{cases} \quad (3.6)$$

Les équations moyennées de Navier-Stokes sont obtenues par la combinaison des équations 3.1 et 3.6.

$$\begin{cases} \vec{\nabla} \cdot u_i \vec{x}_i = 0 \\ \frac{\partial u_i \vec{x}_i}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (u_i \vec{x}_i \vec{v}) = -\frac{1}{\rho} \vec{\nabla} p + \nu \Delta \overline{u_i \vec{x}_i} + \left[-\frac{\partial \overline{u'_i u'_j}}{\partial x_j} \right] \end{cases} \quad (3.7)$$

avec $j = [1, 2, 3]$ et $\overline{u'_i u'_j}$ des grandeurs intégrées temporellement sur un intervalle de temps T . Ce sont les contraintes dites de *Reynolds*. Ces six inconnues s'ajoutent aux trois composantes de vitesse u , v et w ainsi qu'à la pression p . Le nombre total d'inconnues est donc de dix, tandis que le nombre d'équations n'a pas changé.

Pour fermer le système, il faut déterminer les contraintes de Reynolds. Cela est rendu possible par l'hypothèse de Boussinesq [15] qui met en relation les contraintes de Reynolds avec les taux de déformation.

$$-\overline{u'_i u'_j} = \nu_t \left(\frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{u_j}}{\partial x_i} \right) \quad (3.8)$$

La viscosité turbulente ν_t est ensuite déterminée selon le modèle de fermeture des équations de Navier-Stokes. Différentes méthodes existent.

Longueur de mélange Ce modèle relie la viscosité turbulente ν_t aux composantes de vitesses moyennes. Cette hypothèse, dite de Plandtl, fait intervenir le concept de longueur de mélange, noté l pour calculer la viscosité turbulente. Cette longueur est souvent représentative de la taille des grands tourbillons, puisque c'est dans ces derniers qu'est contenue la majorité de l'énergie turbulente. Très simple, ce modèle ne nécessite pas de grande puissance de calcul mais doit n'être utilisé que dans des cas simples.

Modèle $k - \varepsilon$ Ce modèle repose sur l'utilisation de deux équations de bilan supplémentaires. La première équation porte sur l'énergie cinétique de turbulence k

$$k = \frac{1}{2} \left(\overline{u_1'^2} + \overline{u_2'^2} + \overline{u_3'^2} \right) \quad (3.9)$$

La grandeur ε correspond quant à elle à la dissipation de l'énergie cinétique turbulente k par les petites structures turbulentes. Elle est déterminée par le système d'équation suivant

$$\begin{cases} e'_{ii} = \frac{\partial u'_1}{\partial x} \\ e'_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u'_1}{\partial x_2} + \frac{\partial u'_2}{\partial x_1} \right) \\ \varepsilon = 2\nu \left(\overline{e'_{ii}{}^2} + \overline{e'_{jj}{}^2} + \overline{e'_{kk}{}^2} + 2\overline{e'_{ij}{}^2} + 2\overline{e'_{ik}{}^2} + 2\overline{e'_{jk}{}^2} \right) \end{cases} \quad (3.10)$$

On donne les équations de transport des grandeurs k et ε [44] :

$$\begin{cases} \frac{\partial \rho k}{\partial t} + \frac{\partial k u_i}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\frac{\mu_t}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + 2\mu_t e'_{ij} e'_{ij} - \rho \varepsilon \\ \frac{\partial \rho \varepsilon}{\partial t} + \frac{\partial \varepsilon u_i}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] + C_{1\varepsilon} \frac{\varepsilon}{k} 2\mu_t e'_{ij} e'_{ij} - \rho \varepsilon - C_{2\varepsilon} \rho \frac{\varepsilon^2}{k} \end{cases} \quad (3.11)$$

avec $C_{1\varepsilon}$, $C_{2\varepsilon}$, σ_k , σ_ε et μ_t des constantes calibrées – ce modèle de turbulence est en effet semi-analytique.

La viscosité turbulente cinématique est ensuite déterminée à partir des valeurs de l'énergie cinétique de turbulence k et de sa dissipation ε .

$$\nu_t = C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (3.12)$$

avec C_μ une constante calibrée, égale à 0.09 dans le modèle standard.

Modèle $k - \omega$ De même que pour le modèle $k - \varepsilon$, ce modèle repose sur la résolution de deux équations de bilan. La première, l'énergie cinétique de turbulence k , est identique à l'équation 3.9.

La différence réside dans l'expression de la viscosité turbulente cinématique :

$$\nu_t = \frac{k}{\omega} \quad (3.13)$$

ainsi que des équations de transport [83] :

$$\begin{cases} \frac{\partial(\rho k)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_j k)}{\partial x_j} = \rho P - \beta^* \rho \omega k + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \sigma_k \frac{\rho k}{\omega} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right], & \text{avec } P = \tau_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \\ \frac{\partial(\rho \omega)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_j \omega)}{\partial x_j} = \frac{\gamma \omega}{k} P - \beta \rho \omega^2 + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \sigma_\omega \frac{\rho k}{\omega} \right) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] + \frac{\rho \sigma_d}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \end{cases} \quad (3.14)$$

Modèle $k - \omega$ *Shear Stress Transport (SST)* Le choix entre un modèle ε ou ω dépend essentiellement du type d'écoulement à modéliser. Pour un écoulement pleinement turbulent, il sera préférable d'utiliser un modèle $k - \varepsilon$, tandis que pour les nombres de Reynolds plus faibles on privilégiera un modèle $k - \omega$.

Le modèle $k - \omega$ SST a été pensé pour tirer profit des deux précédents modèles en permettant une adaptation au cas par cas. Pour les zones en proche-paroi, la turbulence sera modélisée par ω , tandis que dans des zones plus éloignées, elle le sera par ε . La viscosité turbulente sera par conséquent choisie selon le modèle approprié.

$$\nu_t = \frac{a_1 k}{\max(a_1 \omega, S F_2)} \quad (3.15)$$

3.2.4 Modélisation des écoulements en proche-paroi

Les écoulements turbulents sont sensiblement influencés par la présence des parois. Les effets de la viscosité y sont en effet plus importants – aussi, puisque le nombre de Reynolds quantifie, rappelons-le, le rapport entre les forces d'inertie et les forces de viscosité, il est normal que sa valeur diminue à proximité des parois [14].

La modélisation des zones en proche-paroi a un effet sur les résultats CFD que l'on ne peut négliger. La présence de ces parois constitue l'une des principales sources de vorticité et de turbulence. Leur représentation correcte est donc essentielle à l'établissement d'un modèle numérique, en particulier pour des problèmes de mécanique des fluides liés aux instabilités tourbillonnaires.

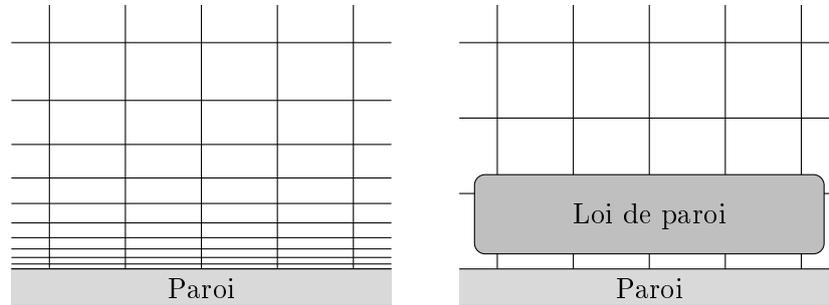


FIGURE 3.3 – Représentation schématique des deux approches de modélisation des écoulements en proche-paroi.

La notion de proximité de paroi peut être affinée par l'utilisation de grandeurs adimensionnées. L'écoulement peut être caractérisé par deux grandeurs : la vitesse adimensionnée, et la distance adimensionnée.

La vitesse adimensionnée, notée u^+ , correspond au rapport entre la vitesse moyenne de l'écoulement par rapport à la paroi \bar{u} et la vitesse dite « de frottement ». Cette dernière se note u_τ et est égale à $\sqrt{\tau_w/\rho}$, avec τ_w la contrainte de cisaillement au niveau de la paroi et ρ la masse volumique du fluide considérée.

$$u^+ = \frac{\bar{u}}{u_\tau} \quad (3.16)$$

La distance adimensionnée est quant à elle notée y^+ et est exprimée par

$$y^+ = \frac{u_\tau y}{\nu} \quad (3.17)$$

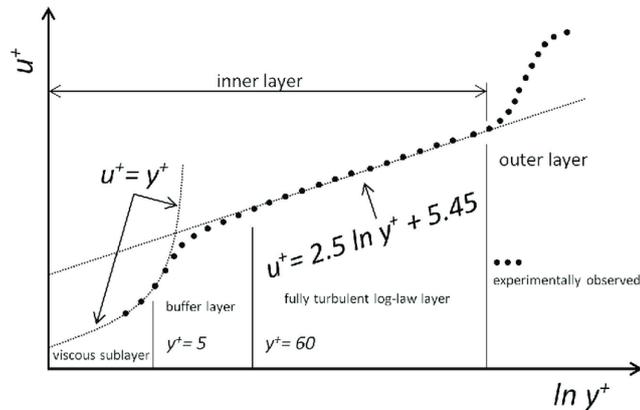
avec y la distance par rapport à la paroi et ν la viscosité cinématique.

On peut représenter l'évolution de u^+ en fonction de l'éloignement y^+ pour caractériser l'écoulement.

Deux méthodes peuvent être utilisées pour représenter numériquement les effets de la paroi sur l'écoulement.

La première consiste à affiner le maillage pour permettre la résolution des équations en proche-paroi à l'aide d'un modèle de turbulence. Par exemple, dans le cadre de l'utilisation du modèle $k - \omega$ SST, le modèle de turbulence utilisé en proche-paroi sera différent du modèle utilisé pour des mailles plus isolées.

La seconde méthode consiste en l'utilisation d'une loi de paroi. Moins précise, cette dernière permet néanmoins de s'affranchir du coût de calcul provoqué par l'ajout de mailles pour représenter la paroi. Elle permet de relier la région affectée par les effets visqueux à la couche pleinement turbulente [54].



3.2.5 Interactions fluide-structure

Les Interactions Fluide-Structure (IFS), ou plus couramment nommés *Fluid-Structure Interactions* (FSI), consistent en un couplage entre une structure mobile, déformable ou non, et un fluide en contact avec celle-ci. Le couplage survient lorsque la forme de la structure, sa position ou son comportement dynamique dépendent de l'écoulement et réciproquement [30]. Les FSI ont d'abord été étudiées en soufflerie, notamment dans le contexte des recherches aéronautiques de la *National Aeronautics and Space Administration* (NASA) dans les années 1950 et 1960. L'accroissement des performances des calculateurs et l'apparition du calcul parallèle dans les années 1970 ont ensuite permis l'essor de la simulation numérique.

Cette dernière est particulièrement intéressante compte-tenu du coût très important des essais en soufflerie. La simulation des problèmes couplés nécessite néanmoins une grande précision des FSI. La majorité de ces interactions découlent de phénomènes d'instabilité dont la prédiction dépend, en effet, de la précision des modèles.

Il existe deux types de couplages. Les couplages stationnaires, qui sont indépendants du temps, et les couplages instationnaires [30]. Ces derniers englobent notamment les problèmes d'instabilité des structures, tels que les ruptures de ponts par instabilité aéroélastique de torsion (pont de Tacoma), vibration des tubes générateurs de vapeur dans les centrales nucléaires, destruction des plateformes pétrolières par VIV, etc. On peut qualifier une interaction fluide-structure par l'intensité de son couplage. Trois paramètres interviennent : (1) l'amplitude de déplacement de la structure soumise à l'écoulement, (2) l'intensité de rigidité de la flexion, et (3) le rapport de masse entre le fluide entourant l'objet et l'objet lui-même. Dans le cas étudié ici, les trois caractéristiques vont dans le sens d'un couplage fort. L'amplitude de mouvement est en effet de l'ordre du diamètre de l'objet immergé, pour un ratio de masse proche de 1.

Pour représenter numériquement de telles interactions, il faut modéliser à la fois l'évolution du fluide et celle de la structure. Quatre éléments sont indispensables pour en réaliser une simulation numérique [22] :

- Un solveur de dynamique des fluides, servant à résoudre, par exemple, les équations discrétisées de Navier Stokes pour un fluide incompressible ;

- un solveur de dynamique des structures, servant, lui, à résoudre les équations aux dérivées partielles choisies pour la structure. Il est en outre en charge du calcul des déplacements de la structure ;
- une interface de couplage en espace ;
- une interface de couplage en temps.

Le couplage peut être réalisé par deux méthodes différentes [22] :

- L’approche monolithique, où les équations discrétisées représentant l’écoulement et le comportement dynamique de la structure sont résolues *simultanément*, à l’intérieur d’un même système.
- L’approche découplée, où les équations discrétisées représentant l’écoulement et le comportement dynamique de la structure sont résolues *séquentiellement*.

Le couplage monolithique amène à des calculs lourds et leur résolution peut s’avérer très coûteuse en temps de calcul. Si cette méthode était préférée aux débuts de la résolution numérique des problèmes d’interactions fluide-structure, la seconde approche est de plus en plus privilégiée. Plus souple, cette dernière relie le degré de force du couplage à la fréquence des échanges entre le fluide et la structure.

Il existe enfin plusieurs algorithmes de couplage global en temps. Le choix de l’algorithme est important, car un bon couplage est déterminant dans la justesse et la robustesse du programme d’interaction fluide-structure [22].

- les algorithmes *explicites*. Les paramètres de mécanique des fluides et ceux de mécanique du solide sont mis à jour en temps successivement.
- les algorithmes *parallèles*. Les paramètres de mécanique des fluides et ceux de mécanique du solide sont mis à jour en temps au même moment.
- les algorithmes *implicites*. Les paramètres de mécanique des fluides et ceux de mécanique du solide sont mis à jour plusieurs fois pour un même pas de temps à travers des itérations.

Dans le contexte de la thèse, le couplage fluide-structure sera opéré par l’algorithme implicite Crank-Nicolson afin de garantir un critère de convergence à chaque pas de temps. Cet algorithme, considéré comme numériquement stable [37], utilise la méthode des différences finies pour approcher une solution d’un problème.

3.3 Un outil de modélisation : Open ∇ FOAM

3.3.1 Présentation

Open ∇ FOAM (pour *Open Field Operation And Manipulation*) est une bibliothèque développée en langage C++. En perpétuel développement depuis 1993 par l’Imperial College London, Open ∇ FOAM permet, entre autres, de résoudre des équations aux dérivées partielles par la méthode des volumes finis. Il autorise la rédaction de code multi-physique principalement orienté vers la mécanique des fluides

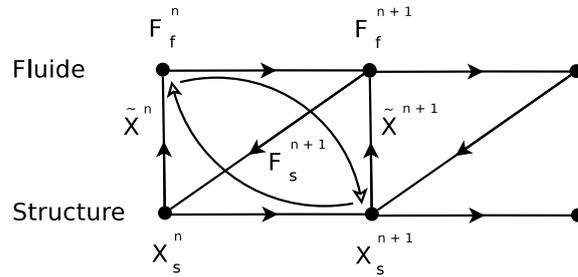


FIGURE 3.4 – Schéma de couplage implicite [22].

et prend en compte des géométries 3D par défaut. Cet outil multi-plateformes est téléchargeable gratuitement depuis 2004.

Contrairement aux logiciels payants équivalents, celui-ci est dit *open source* : il se distingue, comme son nom l'indique, par son ouverture aux développeurs qui peuvent contribuer librement au projet, pouvant alors être perçu comme une boîte à outils collective dans laquelle chacun dépose ou utilise les outils à disposition.

Il en résulte un nombre d'applications quasi-illimité qui confère au projet un large champ des possibles mais le rend également difficile à appréhender. Les interactions avec le logiciel se limiteront dans notre cas à l'usage d'une console de commande pour ce qui est des phases de pré-traitement (ou *pre-processing*) et de calcul, mais s'accompagneront d'une interface lors de la visualisation des résultats en phase de post-traitement (*post-processing*). OpenFOAM est en effet livré avec Paraview, logiciel libre de visualisation des données développé conjointement depuis 2000 par Kitware Inc. et le Los Alamos National Laboratory. Chacune des étapes de la modélisation sera donc l'occasion d'utiliser des outils spécialisés tels que des applications ou des bibliothèques.

On distingue en effet deux types d'outils au sein d'un projet OpenFOAM :

- les applications, tels que des utilitaires (comme le générateur de mailles `blockMesh`) ou les solveurs (`simpleFoam`, `pisoFoam`, etc.) ;
- les bibliothèques, qui composent les phases *pre-processing* (maillage), *post-processing* (visualisation des résultats via `Paraview`), modélisation (turbulence, etc.), méthodes numériques (*Lagrangian*, *ODE*, etc.).

3.3.2 Structure d'un dossier de travail

Tous les paramètres de modélisation, le maillage, le choix des conditions aux limites, le choix du solveur et sa paramétrisation, etc. sont définis dans une série de fichiers qui seront lus et compilés par OpenFOAM. Ces fichiers sont classés par catégorie dans les dossiers suivants et composent l'ensemble du modèle :

system contient toutes les informations de paramétrage des calculs, avec notamment le choix des solveurs, du pas de temps, les schémas de discrétisation, la configuration des sorties, des fichiers, etc.

constant contient, comme son nom l'indique, les valeurs des constantes utilisées lors des calculs. On retrouve notamment les propriétés du fluide étudié, les propriétés de transport, les modèles de turbulence, etc. Il contient également l'ensemble des informations relatives au maillage préliminaire de la structure modélisée.

0.org contient l'ensemble des conditions aux limites pour toutes les grandeurs calculées (pression, vitesse, température, etc.) ainsi que leurs variations éventuelles. Il sera par la suite accompagné d'autres dossiers, dont les noms seront des multiples du pas de temps défini, qui contiennent l'ensemble des résultats des calculs, séparés en autant de fichiers qu'il existe de grandeurs calculées.

3.3.3 Les trois phases de la simulation

Le processus de modélisation passe par trois phases (figure 3.5).

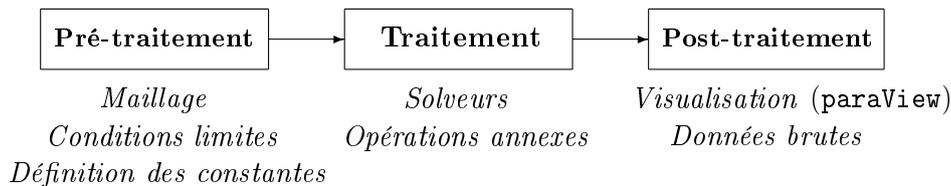


FIGURE 3.5 – Diagramme représentant le processus de modélisation.

3.3.3.1 Pré-traitement : de la création des mailles au calcul

Maillage OpenFOAM se base sur des coordonnées cartésiennes tridimensionnelles — sachant que les cas 1D, 2D et axi-symétriques sont simulés via des conditions initiales particulières. Les mailles sont arbitrairement disposées en structure polyédrique et sont délimitées par des faces polygonales. Chaque cellule peut contenir un nombre théoriquement illimité de faces, et chaque face peut avoir autant de coins que désiré.

La définition du maillage repose sur l'utilisation de l'application **blockMesh** et, dans le cas d'une géométrie complexe, de **snappyHexMesh**. Ce dernier outil permet d'ajuster le maillage autour d'une géométrie de surface définie dans un fichier de stéréolithographie (comme le format de fichiers STL). Il est possible d'y définir des zones où les mailles doivent être particulièrement fines, comme par exemple le volume occupé par l'allée tourbillonnaire de Bénard-von Kármán et particulièrement au niveau de la couche limite.

L'application **blockMesh** est utilisée dans le but de créer, à l'intérieur du dossier **constant**, un dossier **polyMesh** contenant l'ensemble des informations relatives au maillage.

Conditions aux limites Les propriétés physiques des surfaces du modèle sont explicitement définies selon différents *patches*, ou patches, objets numériques prédé-

finis permettant à une surface d'être considérée par le solveur comme, par exemple, un solide indéformable ou une limite sans incidence sur l'écoulement.

OpenFOAM propose une série de différents patches¹ dont quelques exemples sont présentés ci-dessous [61] :

patch Il s'agit du type de patches le plus répandu — il s'agit d'un objet générique qui ne contient pas d'information géométrique ou topologique à propos du maillage. Il peut par exemple s'agir d'un *inlet* ou d'un *outlet*.

wall Ce patch est utilisé lorsque des surfaces coïncident avec une paroi solide et nécessitent d'être identifiés comme tels, comme par exemple lors de l'étude de la turbulence en proche paroi.

cyclic Permet à deux patches d'être traités comme s'ils étaient physiquement reliés. Ils sont principalement utilisés pour des éléments géométriques répétés plusieurs fois dans un même modèle, comme par exemple lors de la modélisation d'un ensemble de tubes utilisés pour un échangeur de chaleur.

symmetryPlane Utilisés pour des plans de symétrie.

empty Puisqu'OpenFOAM est d'abord pensé pour représenter des maillages en trois dimensions, un patch particulier est utilisé pour indiquer au modèle les surfaces parallèles au plan d'un problème 2D (et donc normales à la troisième dimension, pour laquelle aucune solution n'est requise).

processor Des surfaces peuvent être définies par le patch **processeur** pour définir manuellement la répartition des volumes calculés par les processeurs lors d'un calcul parallèle.

Dès lors que les patches sont définis, il est possible de leur affecter des conditions limites pour chacune des grandeurs représentées dans le dossier `0.org`. Le choix offert par OpenFOAM est pléthorique — aussi ne seront présentés ici que quelques exemples des conditions aux limites proposées.

zeroGradient Cette condition aux limites extrapole les grandeurs des mailles les plus proches au patch concerné. Cela signifie que la quantité est développée dans l'espace, et que son gradient est égal à zéro dans la direction perpendiculaire au patch (figure 3.6).

inletOutlet Sensiblement équivalente à **zeroGradient**, cette condition rend la valeur constante pour les mailles dont le vecteur vitesse proche du patch est dirigé vers l'intérieur du domaine (figure 3.7).

totalPressure La pression totale est uniformément appliquée sur l'ensemble du patch.

1. Les patches présentés précédemment permettent d'affecter un comportement particulier à une surface. Par exemple, si l'on désire modéliser un bassin avec un objet parallélépipédique, cinq surfaces sur six seront considérées comme des murs. La dernière, ouverte sur l'atmosphère, correspondra aux conditions limites imposées par celle-ci. Dans notre cas, les deux côtés perpendiculaires au cylindre seront imposées comme de type *empty*, ce qui confère au modèle, en plus du fait que la profondeur n'est représentée que par une unique maille, un caractère bi-dimensionnel. Enfin, les surfaces amont, aval, haut et bas seront définies comme *zeroGradient* : le modèle fonctionnera comme si la surface modélisée était infinie. Il n'y a donc pas d'influence sur l'écoulement.

zeroGradient at outlet patch

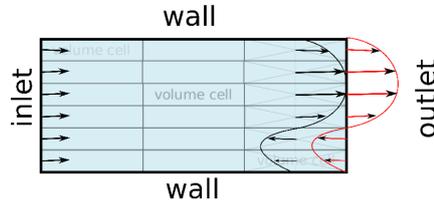


FIGURE 3.6 – Schéma représentant la condition limite `zeroGradient`.

inletOutlet at outlet patch

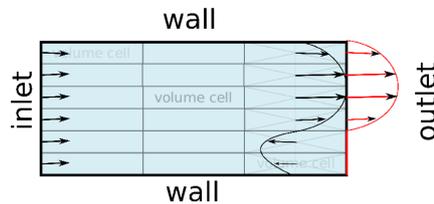


FIGURE 3.7 – Schéma représentant la condition limite `inletOutlet`.

3.3.3.2 Traitement : solveurs proposés

Les différents solveurs présents sous `OpenFOAM` se distinguent selon des catégories diverses et variées, traitant autant des fluides incompressibles² que des transferts de chaleur, de l'électromagnétisme ou des finances. La catégorie qui nous intéresse concerne les fluides incompressibles, et de nombreux solveurs sont disponibles dans ce domaine. Voici quelques exemples de solveurs proposés :

- `simpleFoam` Solveur à état d'équilibre pour fluides incompressibles à écoulement turbulent sans surface libre. Le nom dérive de l'acronyme *Semi-Implicit Method for Pressure Linked Equations* (SIMPLE).
- `pisoFoam` Solveur pour fluides incompressibles à écoulement instationnaire sans surface libre. Le nom dérive de l'acronyme *Pressure Implicit Splitting of Operators* (PISO).
- `pimpleFoam` Solveur à larges pas de temps pour fluides incompressibles à écoulement instationnaire, utilisant l'algorithme PIMPLE.
- `pimpleDyMFoam` Solveur pour fluides newtoniens incompressibles à écoulement instationnaire sur un maillage mouvant utilisant l'algorithme PIMPLE (fusionné avec PISO-SIMPLE).

2. L'écoulement est qualifié d'incompressible par abus de langage. En effet, un fluide est toujours compressible. Tout dépend du rapport entre la vitesse d'écoulement et la vitesse du son dans son milieu (nombre de Mach). On utilisera tout de même l'adjectif « incompressible » en négligeant les cas extrêmes.

- `interFoam` Solveur pour deux fluides incompressibles, isothermes et non-miscibles utilisant un volume de fluide à fraction de phase basé sur une approche de capture d'interface.
- `interDyMFoam` Même type de solveur qu'`interFoam`, à la différence qu'un maillage dynamique est proposé.

3.3.3.3 Post-traitement

Rendu visuel Si les résultats sont générés sous la forme de fichiers *source code*, un outil fourni avec le logiciel Open ∇ FOAM permet de les afficher en deux ou trois dimensions : ParaView. Celui-ci a été construit sur la bibliothèque *Visualization Toolkit* (VTK)³ et est publié conjointement sous licence *Berkeley Software Distribution* (BSD)⁴ par le Sandia National Laboratories, le Los Alamos National Laboratory et la société Kitware Inc. Dans la pratique, le logiciel est appelé par une commande `paraFoam` dans la console après (ou pendant) la phase de calcul. Une nouvelle fenêtre avec une interface utilisateur s'ouvre. L'outil permet entre autres de visualiser les résultats de la modélisation selon le paramètre choisi (comme la vitesse d'écoulement), que celui-ci soit scalaire (vitesse moyenne) ou vectoriel (sens d'écoulement représenté sur chaque maille, avec ou sans gradient de couleur selon l'amplitude).

Données brutes Le rendu visuel a l'avantage d'illustrer le comportement du système mais reste limité à ce rôle. Il existe dans Open ∇ FOAM des fonctions permettant de récupérer des fichiers de données brutes. Ce sont ces fichiers qui serviront au post-traitement.

3.3.4 Souplesse d'Open ∇ FOAM

L'aspect *open-source* d'Open ∇ FOAM permet d'envisager des modifications de certaines fonctions pour les adapter à des besoins spécifiques. Nous verrons plus loin que, dans le cadre de cette étude, une fonction de base représentant le comportement mécanique d'un système masse-ressort-amortisseur peut être considérablement modifiée. Une telle opération permet la modélisation plus fine du système étudié.

3.4 Modélisation du cylindre oscillant

3.4.1 Définition du besoin

Un des objectifs du modèle développé ici est de contribuer à la validation du modèle analytique. Ce dernier repose sur des hypothèses simplificatrices et ne prend

3. VTK est une bibliothèque logicielle libre sous licence BSD de classe C++ pour la visualisation de données 2D/3D et le traitement d'image, développée à partir de 1993 par le groupe General Electric et utilisée dans le domaine médical.

4. BSD est une licence libre utilisée pour la distribution de logiciels qui permet de réutiliser tout ou partie du logiciel sans restriction, qu'il soit intégré dans un logiciel libre ou propriétaire.

en compte ni l'aspect tri-dimensionnel du cylindre, ni sa rugosité, ni les effets de la surface libre et du fond sur la formation des tourbillons.

Il doit en revanche être capable de modéliser des interactions fluide-structure et de représenter correctement la réponse dynamique d'un cylindre à un degré de liberté en translation et relié à un ressort - amortisseur ainsi qu'à une génératrice. Cette dernière impose un effort pouvant être non linéaire et qui va à l'encontre des forces hydrodynamiques provoquées par l'apparition des tourbillons et permet la conversion de l'énergie mécanique en énergie électrique. Une modification du code source doit donc être effectuée pour représenter cet élément supplémentaire.

Le modèle doit également s'exécuter rapidement tout en garantissant un niveau de précision convenable. Puisque de nombreux essais sont à prévoir pour balayer un maximum de paramètres, il est essentiel que la durée de modélisation soit réduite autant que faire se peut.

3.4.2 Développement du modèle

3.4.2.1 Choix du solveur

Puisque le modèle est censé représenter un écoulement instationnaire dans un milieu monophasique avec mise en mouvement d'un objet par interaction fluide-structure et maillage mobile, le solveur `pimpleDyMFoam` a été choisi. Celui-ci repose sur l'algorithme *Pressure Implicit Method for Pressure Linked Equations* (PIMPLE), combinaison de l'algorithme PISO et de l'algorithme SIMPLE. Tous ces algorithmes sont des solveurs itératifs, mais PISO et PIMPLE se distinguent de l'algorithme SIMPLE en cela qu'ils sont tous deux utilisés pour les cas transitoires, contrairement à ce dernier qui n'est utilisé que pour les problèmes en régime permanent. PIMPLE agit en outre comme un algorithme SIMPLE à chaque pas de temps, ce qui lui confère une stabilité plus grande que l'algorithme PISO.

3.4.2.2 Conditions aux limites

Les limites géométriques du modèle sont définies par cinq patches distincts (voir figure 3.8).

- l'**inlet**, qui correspond à l'amont. C'est à partir de cette surface qu'un écoulement de vitesse u_∞ sera imposé dans la direction \vec{x} .
- le **cylindre**. Cet élément est défini comme un patch de type `wall` et aura la particularité de pouvoir être mis en mouvement.
- l'**outlet**, qui correspond quant à lui à l'aval. L'écoulement se dirige vers ce patch.
- deux patches **empty** pour les surfaces latérales perpendiculaires à l'axe du cylindre — permettent de représenter le caractère bi-dimensionnel du modèle.

Puisque les simulations numériques d'écoulement fluides ne peuvent être calculées que sur un domaine borné et fini, il est essentiel, dans le cas de l'étude d'un écoulement de fluide incompressible, de choisir des conditions aux limites adéquates.

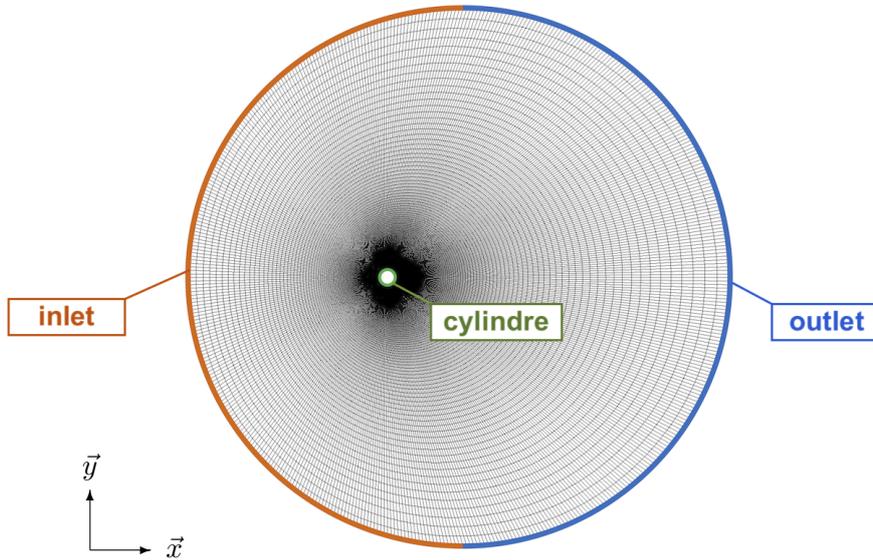


FIGURE 3.8 – Présentation des conditions aux limites.

Les conditions limites de sortie ont pour rôle d'assurer la stabilité de la résolution du système d'équation et de ne pas perturber la réponse dynamique du système. Il faut en outre minimiser la taille du maillage, et donc du système d'équation, pour limiter au maximum les temps de calcul [67].

Leur utilisation permet, dans le cas de l'étude des VIV, de limiter la discrétisation d'un énorme volume de calcul, essentiel pour éviter l'interaction entre l'écoulement et les frontières du domaine, qui perturbent les valeurs des champs internes de vitesse et de pression.

Deux types de conditions sont utilisées dans le modèle : la condition de Dirichlet et la condition de Neumann. La condition aux limites de Dirichlet consiste en le fait que les valeurs de la solution vérifiant une équation aux dérivées partielles sont spécifiées. Pour ce qui est des conditions aux limites de Neumann, le principe est le même à ceci près que ce ne sont plus les valeurs qui sont spécifiées, mais les valeurs des dérivées⁵.

5. Si l'on prend l'exemple de l'équation aux dérivées partielles suivantes :

$$\Delta y + y = 0$$

où Δ est le Laplacien, la condition aux limites de Neumann sur un domaine $\Omega \subset \mathbb{R}^n$ s'exprimera par :

$$\frac{\partial y}{\partial \vec{n}}(x) = f(x) \quad \forall x \in \partial\Omega$$

tandis que dans le cas d'une condition aux limites de Dirichlet, le même domaine sera exprimé

Conditions appliquées au patch inlet Sur le patch `inlet`, une condition de Neumann a été imposée sur la pression. Par définition, cela implique donc que l'on impose un gradient. Dans le cas du modèle, la valeur de ce gradient est imposée à 0 sur l'ensemble du patch⁶. La vitesse de l'écoulement est imposée à la valeur u_∞ de façon homogène sur l'ensemble de la surface dans la direction \vec{x} .

Conditions appliquées au patch outlet A contrario, le patch de sortie doit être le moins impactant possible sur le calcul des mailles situées à l'amont. Pour cette raison, c'est une condition de Dirichlet qui est imposée sur la pression totale, de sorte à ce qu'elle soit nulle sur l'ensemble de la surface. L'objet `OpenFOAM inletOutletVelocity` que nous avons présenté précédemment, qui est un mélange conditionnel entre les conditions de Neumann et de Dirichlet (gradient nul en sortie du domaine et valeur nulle lorsque le flux est entrant), est utilisé pour caractériser la vitesse de l'écoulement sur le patch.

Conditions appliquées au cylindre Une condition de non-glissement est appliquée sur les parois du cylindre. Cela se traduit par une condition de vitesse égale à la vitesse du cylindre lorsque celui-ci est en mouvement. Une condition de Neumann de gradient nul est imposée sur la pression appliquée à la surface.

3.4.2.3 Pas de temps variable

Le pas de temps est adaptatif afin de garantir la condition de Courant-Friedrichs-Lewy (CFL) :

$$C_0 = \frac{v\Delta t}{\Delta x} \quad (3.18)$$

telle que C_0 soit inférieur à 1, avec v la vitesse dans la direction \vec{x} , Δx l'intervalle dimensionnel et Δt l'intervalle temporel.

En effet, les variations de vitesse et la déformation du maillage vont modifier l'intervalle dimensionnel minimal, et par conséquent le nombre de Courant. De ce fait, sans modifier le pas de temps, un écrasement des mailles ou une augmentation de la vitesse aura tendance à augmenter C_0 et, par conséquent, de ne plus garantir la condition de CFL. L'utilisation d'un pas de temps adaptatif va permettre de stabiliser le CFL.

3.4.2.4 Choix du modèle de turbulence

Méthode Le choix du modèle de turbulence, parmi une sélection de quatre modèles disponibles sur `OpenFOAM`, s'est basé sur deux critères :

par :

$$y(x) = f(x) \quad \forall x \in \partial\Omega$$

6. Ce qui correspond donc à la condition `zeroGradient` proposée par `OpenFOAM`.

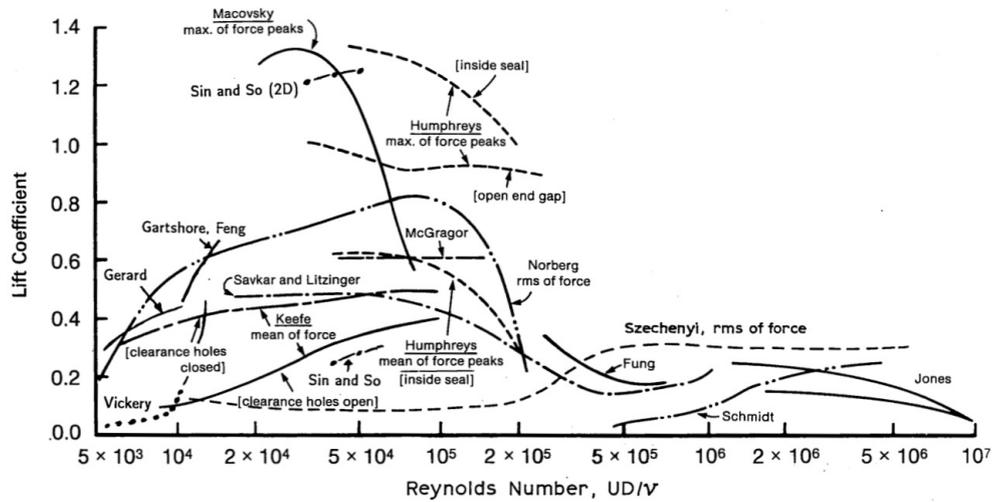


FIGURE 3.9 – Amplitudes de coefficients de portance moyens pour des cylindres fixes, avec des nombres de Reynolds allant de $5 \cdot 10^3$ à 10^7 , répertoriés par Blevins [13].

- un critère dimensionnel qui consiste en la comparaison de l’amplitude moyenne des coefficients de portance identifiés dans la littérature dans le cas d’un cylindre immobile avec ceux obtenus numériquement ;
- un critère temporel : le temps mis par le modèle pour atteindre un état d’équilibre, c’est-à-dire l’apparition de tourbillons dont les effets sur le cylindre sont identiques d’une période à l’autre.

Des données de coefficient de portance ont été synthétisées par Blevins en 2001 [13]. La figure 3.9 montre un large panel de valeurs d’amplitude de coefficients de portance mesurés expérimentalement à différentes valeurs de Re . Ces valeurs montrent une nette augmentation pour des Re compris entre 10^4 and 10^5 (voir tableau 3.1). Les valeurs obtenues par Sin & So, dont l’étude a porté à la fois sur des cylindres avec des effets liés à la latéralité forts (cas 3D) et faibles (2D) [71], font état d’une amplitude moyenne aux alentours de 1.2 pour un cas bi-dimensionnel, pour un Re avoisinant les $5 \cdot 10^4$.

Considérant le caractère bi-dimensionnel de l’étude numérique et la grande variété des résultats, l’amplitude du coefficient de portance de référence sera basée à $C_L = 1,2 \pm 0,3$ (ce qui correspond aux données de Sin & So autour de $Re = 5 \cdot 10^4$, $\pm 25\%$).

Quatre modèles de turbulence (1. oneEqEddy, 2. Smagorinsky, 3. kEpsilon et 4. kOmegaSST) ont été confrontés avec le même solveur (pimpleFoam) et dans les mêmes conditions, à savoir :

- l’immersion d’un cylindre 2D immobile d’un diamètre de 0,10 m au sein d’un écoulement de vitesse constante de 0.5 m/s ($Re = 5 \cdot 10^4$) ;
- la taille des mailles, déterminée de sorte à atteindre un y^+ inférieur à 0.1 en

Étude	Année	C_L	Remarque
Humphreys	1960	1,35	Force maximale mesurée
Humphreys	1960	0,62	Moyenne des forces maximales
Sin & So	1987	1,2	Cas 2D
Sin & So	1987	0,35	Cas 3D
Mc Gragor		0,60	
Macovsky		1,15	Force maximale mesurée
Savkar & Litzinger	1982	0,50	
Keefe		0,50	Moyenne de la force
Szechenyi	1975	0,10	Moyenne de la force

TABLE 3.1 – Coefficients de portance moyens trouvés pour $Re = 5,5 \times 10^4$.

proche paroi, avec une augmentation de taille progressive d'un ratio de 1.05, est de l'ordre de 10^{-6} m à la surface du cylindre (voir étude de sensibilité au maillage au paragraphe 3.4.3.1) ;

- la durée des simulations, fixée approximativement au temps d'établissement du cycle de formation des tourbillons plus 60 cycles réguliers ;
- les 60 cycles réguliers font ensuite l'objet d'une analyse par méthode FFT afin de récupérer la fréquence des lâchers de tourbillons. L'amplitude des fluctuations du coefficient de portance est obtenue par la valeur *rms* du signal.

Les paramètres d'entrée du modèle sont résumés dans le tableau 3.2.

Paramètres	Valeurs	
Vitesse de l'eau	0,5	<i>m/s</i>
Diamètre du cylindre	0,1	<i>m</i>
Nombre de Reynolds	$5 \cdot 10^4$	
Viscosité cinématique	$1 \cdot 10^{-6}$	<i>m²/s</i>

TABLE 3.2 – Résumé des paramètres entrants du modèle servant au choix du modèle de turbulence.

Résultats et choix du modèle La figure 3.10 montre les coefficients de portance moyens obtenus avec le modèle numérique. Les barres de droite montrent l'amplitude du coefficient de portance autour de leur valeur moyenne⁷, représentée par les barres de gauche.

En ce qui concerne le critère de choix dimensionnel, le modèle de turbulence `kEpsilon` est largement insatisfaisant du fait de sa tendance à sous-estimer l'amplitude des fluctuations de force de portance. Ce modèle est en effet connu pour son défaut concernant le captage des zones de recirculation. De la même manière,

7. Il faut toutefois préciser que les efforts liés à la poussée d'Archimède sont retranchés lors du calcul du coefficient de portance, d'où une valeur proche de 0 dans tous les résultats présentés.

`oneEqEddy` surévalue l'amplitude moyenne et ne rentre pas non plus dans la limite voulue de $C_L = 1, 2 \pm 0, 3$. Enfin, `Smagorinsky` vérifie parfaitement le critère tandis que `kOmegaSST` s'en approche, bien qu'ayant tendance à surestimer l'amplitude de fluctuation.

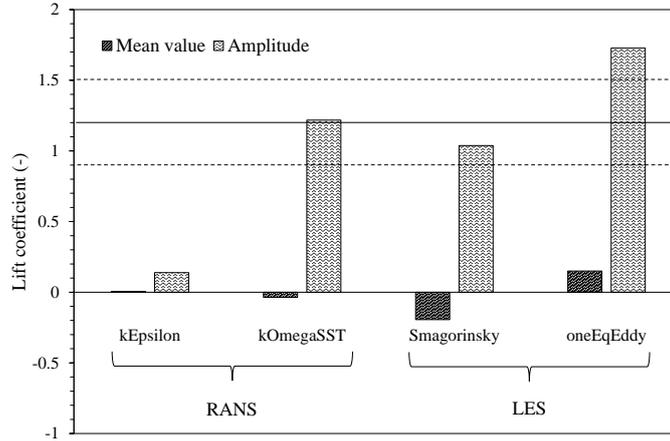


FIGURE 3.10 – Valeurs du coefficient de portance obtenues pour quatre modèles de turbulence différents (Barres de gauche : valeur moyenne du coefficient de portance, où sont retranchés les effets liés à la poussée d'Archimède. Barres de droite : amplitude moyenne de fluctuation du coefficient de portance.

Outre cet aspect, il est important que la durée de la simulation ne soit pas trop importante. Le cas 2D du cylindre immobile ne pose pas de problème en soit ; en revanche, sa mise en mouvement et la perspective d'un balayage de paramètre amène à penser le modèle pour qu'il soit le plus efficace possible en temps de calcul. L'essai numérique avec `Smagorinsky` pour modèle de turbulence a été le plus long de tous, allant jusqu'à trois fois le temps mis par le modèle `kOmegaSST` pour parvenir au même résultat.

Le choix du modèle de turbulence s'est donc porté sur le modèle de type RANS `kOmegaSST`, pour sa proximité avec les valeurs de la littérature et le fait qu'il nécessite nettement moins de temps que les modèles de type LES dans notre cas d'étude. Les coefficients k et ω choisis pour ce modèle sont déterminés de la manière suivante [57]

$$k = \frac{3}{2} (u_\infty I)^2 \quad (3.19)$$

$$\omega = C_\mu^{-\frac{1}{4}} \frac{\sqrt{k}}{l} \quad (3.20)$$

avec C_μ , une constante du modèle de turbulence généralement fixée à 0.09 [57], I le niveau de turbulence tel que $I = u'/u_\infty = 5\%$, où u' correspond à la valeur *rms* des fluctuations turbulentes de vitesse et u_∞ la vitesse moyenne, et l la longueur de l'échelle turbulente fixée à $l = D$ avec D le diamètre du cylindre.

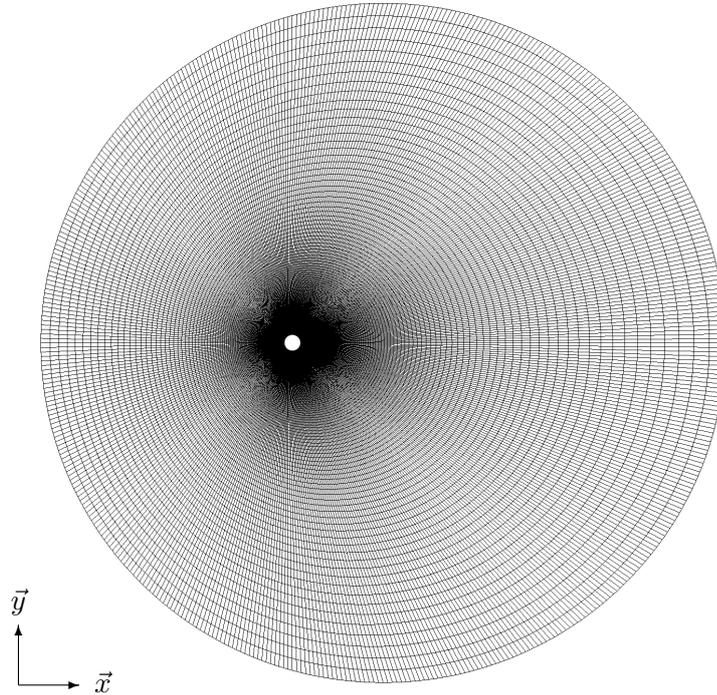


FIGURE 3.11 – Vue d'ensemble du maillage utilisé.

Les valeurs des coefficients k et ω varieront selon la vitesse d'écoulement imposée à l'entrée du domaine de calcul, mais la longueur d'échelle turbulente l , et le niveau de turbulence I seront les mêmes dans l'ensemble de ce chapitre.

3.4.2.5 Maillage

La géométrie utilisée consiste en un cylindre de diamètre D placé dans un domaine circulaire de diamètre approximativement égal à $45.D$. Le cylindre est excentré d'une dizaine de diamètres du centre du domaine dans la direction de l'entrée pour permettre aux tourbillons de s'établir sur une distance plus importante que s'il était centré. Le cylindre est placé au milieu du domaine dans la direction verticale — cela permet d'émettre l'hypothèse de symétrie lors de la formation des tourbillons.

Nous verrons plus loin qu'une taille de maille maximale de $3.5 \cdot 10^{-6} m$ est nécessaire en proche paroi du cylindre pour valider le modèle. Du fait des dimensions du domaine de calcul, une telle dimension ne peut être généralisée sur l'ensemble du volume — aussi a-t-il été choisi d'augmenter progressivement la taille des mailles à mesure qu'elles s'éloignent des parois du cylindre. Cette augmentation progressive se fait avec un ratio de 1.05. Autrement dit, les mailles entourant le cylindre à une distance de n cellules sont 1.05 fois plus longues que leurs voisines distantes de $n-1$ cellules de l'objet.

La zone de déformation des mailles déformables consiste en un anneau dont le diamètre intérieur est de trois fois le diamètre du cylindre, et le diamètre extérieur

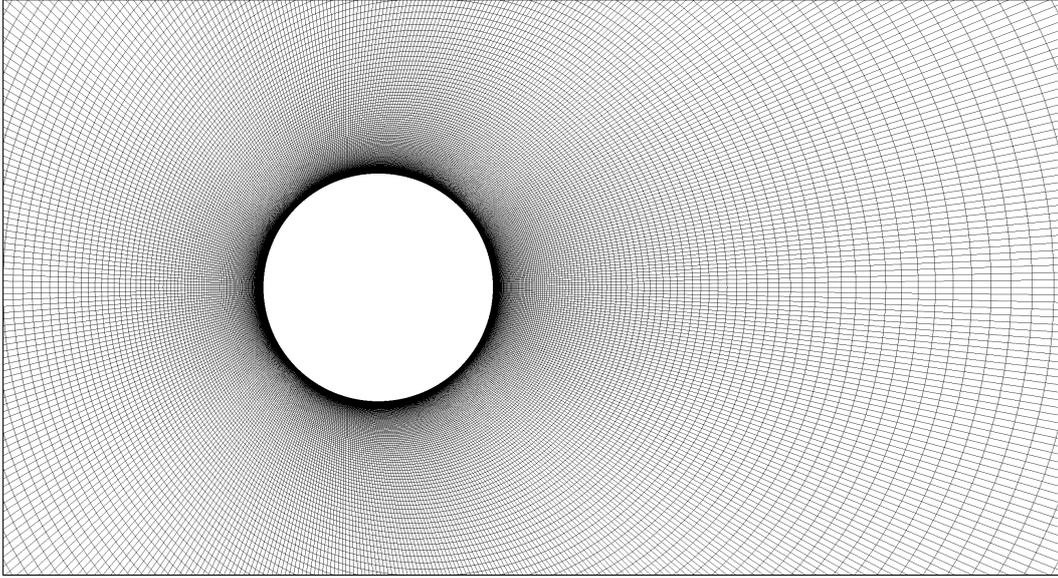


FIGURE 3.12 – Maillage en proche paroi (largeur d'image $\simeq 5 \times D$).

est de huit fois le diamètre du cylindre. Bien que les amplitudes d'oscillations ne dépassent pas l'ordre du diamètre, la distance entre le diamètre intérieur et le cylindre a été fixée de sorte à ne pas déformer les mailles en proche paroi. La déformation des mailles dans la zone autorisée est quant à elle linéaire entre les diamètres intérieur et extérieur de l'anneau.

3.4.2.6 Développement d'une fonction permettant de modéliser la génératrice

Le dispositif expérimental dispose, comme nous l'avons vu précédemment et comme ce sera détaillé dans le chapitre 4, d'une génératrice de courant permettant de récupérer l'énergie mécanique du mouvement oscillant du cylindre. On rappelle la force imposée par cette génératrice sur le cylindre :

$$\begin{cases} F_g(t) = \pm k_p |\dot{z}(t)|^{n_p} & \text{pour } |\dot{z}(t)| > v_{th}. \\ F_g(t) = 0 & \text{pour } |\dot{z}(t)| \leq v_{th}. \end{cases} \quad (3.21)$$

avec $\dot{z}(t)$ la vitesse instantanée du cylindre sur la direction de translation \vec{z} , k_p le coefficient proportionnel constant de récupération d'énergie, n_p le coefficient exponentiel constant de récupération d'énergie et v_{th} le seuil de vitesse. Le signe de $F_g(t)$ est opposé au signe de $\dot{z}(t)$.

L'intérêt de l'utilisation du modèle numérique réside non seulement dans sa capacité à vérifier le modèle analytique, mais également de connaître l'influence des paramètres n_p et v_{th} sur l'efficacité de récupération d'énergie. L'équation 3.21 doit donc être implémentée dans le modèle numérique.

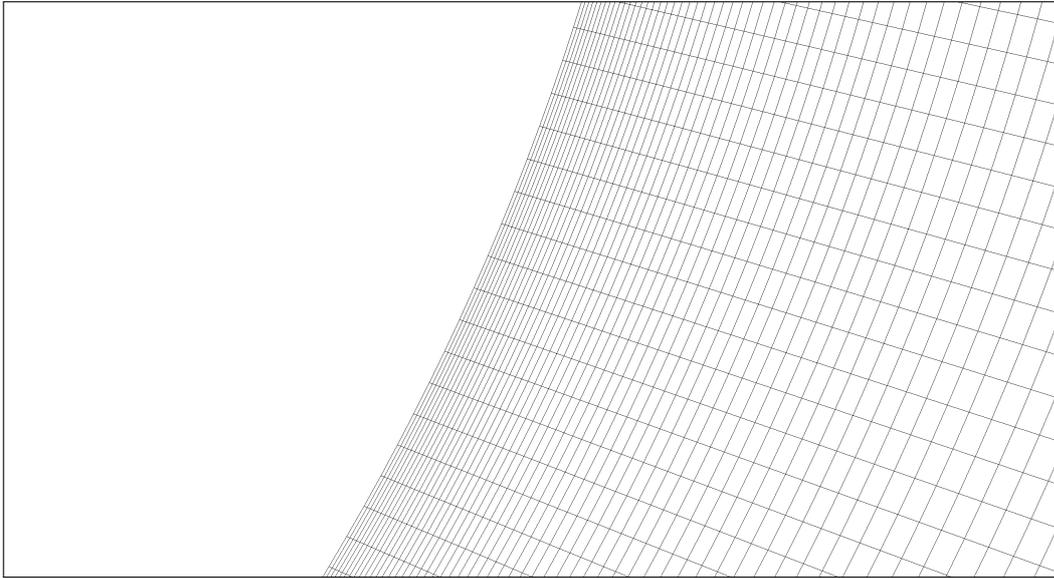


FIGURE 3.13 – Maillage en très proche paroi (largeur d'image $\simeq 0.1 \times D$).

OpenFOAM ne fournit pas d'outil permettant d'implémenter simplement une loi supplémentaire dans le calcul du mouvement d'un objet soumis à des forces hydrodynamiques. En revanche, il existe des objets prédéfinis permettant de modéliser des systèmes masse-ressort-amortisseur sujets à des interactions fluide-structure. C'est à partir de l'un de ces objets de base que le développement d'une nouvelle fonction a pu être mené.

La loi de contrôle de la génératrice présentée en équation 3.21 a pour équivalent la loi suivante, prenant en compte la condition sur la vitesse $v_{th.}$, les coefficients exponentiel n_p et proportionnel k_p , et ce dans les trois dimensions de l'espace (avec i un entier allant de 0 à 2) :

// Action de la génératrice sur l'équation de mouvement

```

if (fabs(v[2]) >= vth_)
{
    for (i=0;i<=2;i++)
    {
        forceGeneratrice[i] = kp*pow(v[i],np);
    }
}
else
{
    for (i=0;i<=2;i++)
    {
        forceGeneratrice[i] = 0;
    }
}

```

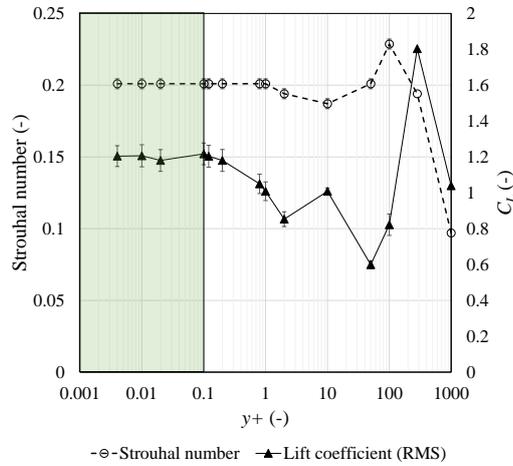


FIGURE 3.14 – Test de sensibilité au maillage sur le nombre de Strouhal St et C_L .

Cette fonction sera en outre l’occasion de développer un algorithme de balayage automatique des paramètres. L’ensemble du code de la fonction est disponible en annexe B.

3.4.3 Validation du modèle de l’écoulement autour du cylindre

3.4.3.1 Sensibilité au maillage

Un test de sensibilité au maillage a été mené dans le but d’estimer la taille de maille minimale nécessaire pour garantir la validité du modèle tout en optimisant le temps de calcul. Deux paramètres ont été comparés avec la littérature dans le but de caler le modèle : le nombre de Strouhal St , sensiblement égal à 0.2 dans notre gamme de Re [13], et la valeur *rms* du coefficient de frottement C_L pour un cylindre immobile.

Lors des essais, la vitesse d’écoulement est fixée à 0.78 m/s, ce qui correspond à $Re = 8.5 \times 10^4$. Sous ces conditions, C_L doit être égal à 0.51 [59].

La figure 3.14 montre le coefficient de portance et le nombre de Strouhal pour différentes valeurs de y^+ en proche paroi du cylindre (3.17). Les essais montrent que les valeurs tendent à devenir indépendantes de ce paramètre lorsque celui-ci est inférieur à 0.1 (zone verte), ce qui correspond à une taille maximale de maille de l’ordre de 3.5×10^{-6} m à proximité du cylindre, avec un ratio de maille de 1.05.

Ce niveau de maillage ne sera pas accompagné de l’utilisation d’une loi de paroi, le temps de simulation étant suffisamment faible malgré un y^+ inférieur à 1.

3.4.3.2 Validation du modèle numérique, cylindre en mouvement

Des résultats d’essais expérimentaux⁸ ont été utilisés pour valider le modèle dans le contexte d’un cylindre en mouvement à travers deux critères : l’étude du profil

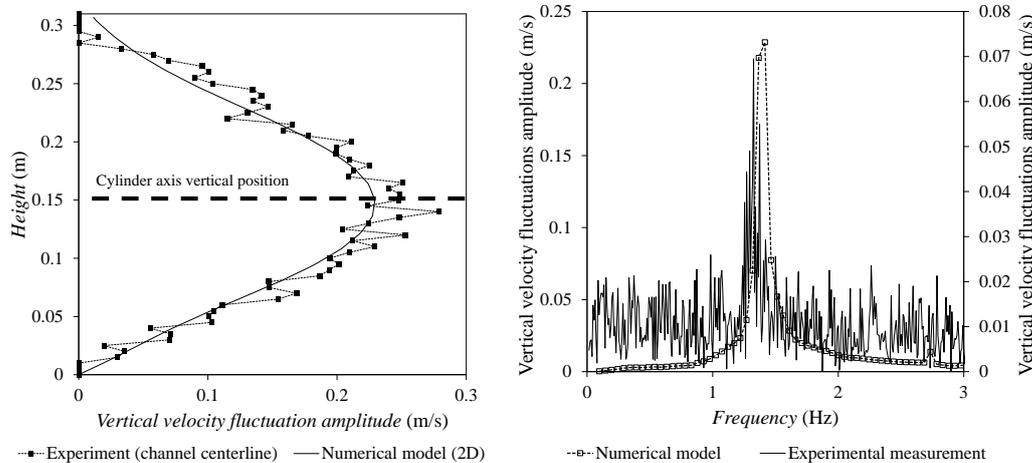
8. Ces résultats seront explicités dans le chapitre 4.

de vitesse et le spectre de fluctuation de vitesse à l'aval du cylindre en mouvement. Un seul cas d'étude a été choisi pour valider le modèle.

Un profil de vitesse vertical a été enregistré à une fréquence de 12 Hz en aval du cylindre et dans son plan de symétrie axiale à une distance de 3 diamètres de son axe, ce qui correspond en pratique à 30 centimètres (voir le point 1 présent sur l'illustration 4.25 au chapitre 4).

Dans le cas expérimental comme dans le modèle numérique, le cylindre possède un degré de liberté en translation et est soumis à l'action d'un ressort de raideur $k_s = k_{s,opt}$ et un coefficient de récupération d'énergie de $k_p = 0$ N/m/s, à la vitesse débitante de $u = 0.78$ m/s. La figure 3.15(a) montre l'amplitude de fluctuation des vecteurs vitesse le long de l'axe du capteur dans le cas expérimental et dans le cas modélisé. La proximité entre ces deux courbes démontre que la vorticité est bien représentée par le modèle numérique à l'aval d'un cylindre librement oscillant.

Plus globalement, la validation du cas où le cylindre est en mouvement reste compliquée à confirmer, compte tenu de l'aspect 3D des mesures en milieu confiné qui ont été effectuées.



(a) Amplitude des fluctuations de vitesse verticale, mesurées dans le plan de symétrie axiale du cylindre sur une hauteur comprise entre le fond et la surface libre (mesures expérimentales en pointillés, résultats numériques en trait plein).

(b) Spectre des fluctuations de la vitesse verticale au point d'amplitude maximale, correspondant à la position verticale de l'axe du cylindre (mesures expérimentales en traits pleins, résultats numériques en pointillés).

FIGURE 3.15 – Profil d'amplitude et spectre fréquentiel des fluctuations de vitesse verticale du fluide mesurées expérimentalement et obtenus numériquement à l'aval d'un cylindre librement oscillant.

3.5 Méthodes d'analyse et découplage des forces hydrodynamiques

3.5.1 Analyse des signaux

Les efforts hydrodynamiques appliqués au cylindre dans les trois dimensions de l'espace sont enregistrés dans les fichiers de résultats générés par OpenFOAM. Puisque leurs variations sont cycliques et continues, il convient d'analyser ces signaux avec des outils adaptés permettant de déduire leurs amplitudes et leurs fréquences.

3.5.1.1 Utilisation de la décomposition de Fourier pour analyser les signaux périodiques

On peut écrire tout signal périodique $f(t)$ de période $T_0 = \frac{1}{f_0} = \frac{2\pi}{\omega_0}$, avec f_0 la fréquence et ω_0 la pulsation, sous la forme

$$f(t) = \frac{a_0}{2} + \sum_{k=1}^{+\infty} (a_k \cos k\omega_0 t + b_k \sin k\omega_0 t) \quad (3.22)$$

En utilisant la formulation d'Euler dans l'équation 3.22, on obtient la formule suivante :

$$f(t) = \sum_{-\infty}^{+\infty} F_k \cdot e^{jk\omega_0 t} \quad (3.23)$$

avec $F_k \in \mathbf{C}$. Lorsque la période T_0 du signal tend vers l'infini, ω_0 tend vers 0. La somme discrète telle que présentée par l'équation 3.23 devient alors une somme continue :

$$f(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} F(\omega) e^{j\omega t} d\omega \quad (3.24)$$

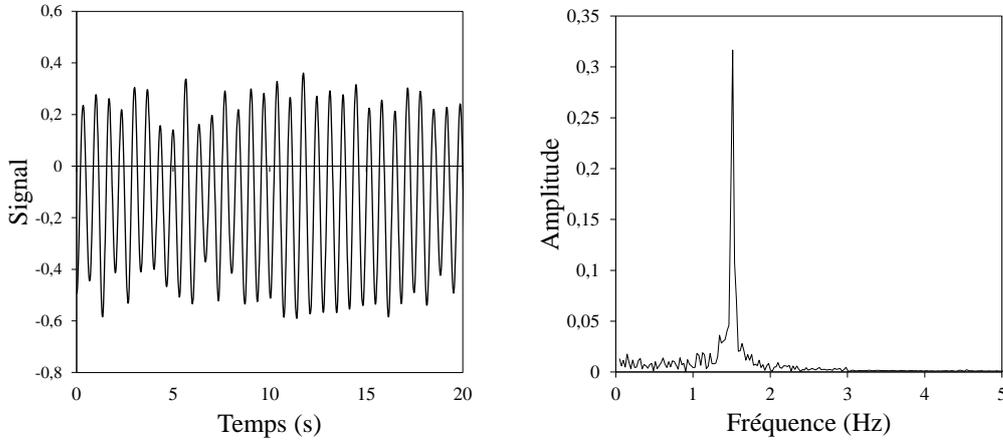
avec $F(\omega) \in \mathbf{C}$ la transformée de Fourier. Elle représente l'information fréquentielle contenue dans $f(t)$ telle que définie par l'équation 3.22, et se calcule par la relation :

$$F(\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} f(t) e^{-j\omega t} dt \quad (3.25)$$

Le module de la transformée de Fourier définit l'amplitude, et son argument la phase, de la sinusoïde de pulsation ω participant au signal.

3.5.1.2 Fast Fourier Transform (FFT)

La méthode FFT, ou transformation de Fourier discrète, permet de déduire d'une plage (d'une longueur n multiple de 2) de valeurs réelles une série de valeurs, enregistrées à intervalles Δt constants, de même longueur dans le domaine des complexes.



(a) Exemple de variation temporelle d'un signal. (b) Spectre du signal représentant l'amplitude par rapport à la fréquence.

FIGURE 3.16 – Exemple de traitement FFT obtenu à partir d'un signal périodique.

$$f_i = \sum_{k=0}^{n-1} x_k e^{-\frac{2\pi j}{n} i k} \quad (3.26)$$

avec $(x_0, \dots, x_{n-1}) \in \mathbf{C}$, $i = (0, \dots, n-1)$. Après avoir calculé le module M de chaque valeur complexe, on récupère l'amplitude A :

$$A = 2 \frac{M_i}{n} \quad (3.27)$$

pour toutes les valeurs transformées avec $i = (1, \dots, n)$. De la même manière, on affecte à chaque pas de temps une fréquence associée f_e telle que :

$$f_e = \frac{1}{n} \times \frac{1}{\Delta t} \quad (3.28)$$

Le résultat de ces calculs est ensuite inscrit pour chaque valeur dans un tableur comme présenté dans le tableau 3.3. Les fréquences et les amplitudes déduites des valeurs de coefficient de portance seront par la suite représentées à la manière de l'exemple présent en figure 3.16. Celui-ci montre une fondamentale d'amplitude $A = 0,32$ et de fréquence $f = 1,51 \text{ Hz}$.

k	Temps	C₁	Complexes	Modules	Fréquences	Amplitudes
1	0	C_{l_1}	Complexe ₁	M_1	$1 \times 1/(N\Delta t)$	$(2/N) \times M_1$
2	$1 \times \Delta t$	C_{l_2}	Complexe ₂	M_2	$2 \times 1/(N\Delta t)$	$(2/N) \times M_2$
...
N	$(N-1) \times \Delta t$	C_{l_N}	Complexe _N	M_N	$N \times 1/(N\Delta t)$	$(2/N) \times M_N$

TABLE 3.3 – Tableau de résultats d'analyse FFT.

3.5.1.3 Utilisation de la méthode *rms*

L'amplitude au pic du spectre FFT ne suffit pas à caractériser l'amplitude d'un mouvement. Puisqu'il s'agit d'une méthode discrète, l'amplitude réelle du signal se situant dans la bande de fréquence du pic correspond à la somme des amplitudes comprises dans cette même bande de fréquence.

Les amplitudes de signaux seront par conséquent calculées à partir de la méthode *rms*. La valeur *rms*, que l'on nomme aussi moyenne quadratique, d'une famille finie de nombres $x = (x_i)_{i \in E}$ se note \bar{x} et se calcule de la manière suivante :

$$\bar{x} = \sqrt{\sum_{i \in E} x_i^2} \quad (3.29)$$

3.5.2 Découplage des forces

3.5.2.1 Avant-propos

La vérification du modèle analytique passe nécessairement par une phase de découplage des forces hydrodynamiques. Chacune des équations fournies par le modèle analytique contient des grandeurs inconnues, telles que la masse ajoutée m_a , le coefficient γ , ainsi que les coefficients de portance et de traînée C_L et $\overline{C_D}$.

Le modèle numérique permet d'enregistrer l'évolution des forces de pression appliquées sur le cylindre lors de ses oscillations. Ces dernières sont dues aux forces hydrodynamiques provoquées par l'action des tourbillons, mais également aux forces de masse ajoutée dues au mouvement du cylindre.

Il est possible de découpler ces forces pour parvenir à une estimation des coefficients hydrodynamiques dans le cas d'un cylindre oscillant à fortes amplitudes. L'enregistrement de l'évolution des forces de pression permet de décomposer ces grandeurs avec des séries de Fourier. L'écriture d'un modèle analytique plus complexe que celui présenté précédemment, inintéressant dans le cadre d'un asservissement automatique de l'appareil mais essentiel dans le cadre d'une recherche des paramètres hydrodynamiques (C_L , $\overline{C_D}$, C_a) sera détaillée dans cette partie.

3.5.2.2 Méthode de découplage

Passage du repère absolu au repère relatif La figure 3.17 résume la situation et fait apparaître les deux repères utiles à la projection des forces dans le repère relatif, dont les origines sont toutes deux confondues avec l'axe du cylindre.

Le repère relatif $(\vec{x}_{rel}, \vec{y}_{rel}, \vec{z}_{rel})$ est défini comme étant la rotation du repère $(\vec{x}, \vec{y}, \vec{z})$ autour du vecteur \vec{y} par un angle θ .

$$\theta(t) = \arctan \frac{\dot{z}(t)}{u_\infty} \quad (3.30)$$

On exprime les forces hydrodynamiques projetées sur les vecteurs \vec{x}_{rel} et \vec{z}_{rel} du repère relatif.

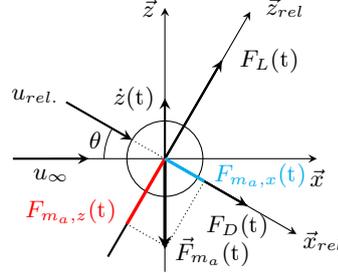


FIGURE 3.17 – Projection des forces de portance et de traînée selon la direction \mathbf{z}_1 avec un angle θ entre l'axe $O\vec{x}$ et le vecteur vitesse incident $\vec{u}_{rel}(t)$

$$\begin{cases} F_{\vec{x}_{rel}}(t) &= F_{m_a}(t) \sin \theta + F_D(t) \\ F_{\vec{z}_{rel}}(t) &= F_{m_a}(t) \cos \theta + F_L(t) \end{cases} \quad (3.31)$$

Les forces perpendiculaire et parallèle à l'écoulement incident correspondent respectivement aux forces de portance et de traînée plus une part de projection des forces de masse ajoutée. On peut ensuite écrire les expressions donnant $\cos \theta$ et $\sin \theta$.

$$\begin{cases} \cos \theta &= \frac{u_\infty}{\sqrt{u_\infty^2 + \dot{z}(t)^2}} \\ \sin \theta &= -\frac{\dot{z}(t)}{\sqrt{u_\infty^2 + \dot{z}(t)^2}} \end{cases} \quad (3.32)$$

Plutôt que de procéder de la même manière que dans le chapitre précédent, où la vitesse relative était assimilée à γu_∞ en moyenne, on effectue un développement limité du deuxième ordre en 0 (angle θ supposé faible) pour parvenir à l'expression suivante.

$$\begin{cases} \cos \theta &\simeq 1 - \frac{1}{2} \left(\frac{\dot{z}(t)}{u_\infty} \right)^2 \\ \sin \theta &\simeq -\frac{\dot{z}(t)}{u_\infty} \left(1 - \frac{1}{2} \left(\frac{\dot{z}(t)}{u_\infty} \right)^2 \right) \end{cases} \quad (3.33)$$

Dans la mesure où $\dot{z}(t)$ reste proche de 0, le système d'équations 3.31 devient

$$\begin{cases} F_{\vec{x}_{rel}}(t) &= -F_{m_a}(t) \frac{\dot{z}(t)}{u_\infty} \left(1 - \frac{1}{2} \left(\frac{\dot{z}(t)}{u_\infty} \right)^2 \right) + F_D(t) \\ F_{\vec{z}_{rel}}(t) &= F_{m_a}(t) \left(1 - \frac{1}{2} \left(\frac{\dot{z}(t)}{u_\infty} \right)^2 \right) + F_L(t) \end{cases} \quad (3.34)$$

3.5. Méthodes d'analyse et découplage des forces hydrodynamiques 95

La non-linéarité apportée par le développement limité fait apparaître des termes sinusoïdaux de pulsation multiple de ω_v . Ce sont précisément ces amplitudes que nous pouvons distinguer dans les spectres des différentes forces projetées.

3.5.2.3 Modélisation des forces de pression

On exprime $F_{\vec{x}_{rel}}(t)$ à partir des expressions obtenues précédemment.

$$F_{\vec{x}_{rel}}(t) = C_D^* u_\infty^2 + \delta \dot{z}(t)^2 + m_a \frac{\ddot{z}(t) \dot{z}(t)}{u_\infty} - m_a \frac{\ddot{z}(t) \dot{z}(t)^3}{2u_\infty^3} \quad (3.35)$$

que l'on peut écrire, après linéarisation, comme une somme de signaux sinusoïdaux

$$F_{\vec{x}_{rel}}(t) = \sum_{i=0}^{N_x} F_{2i}^{\vec{x}_{rel}} \cos\left(2i \omega_v t + \phi_{2i}^{\vec{x}_{rel}}\right) \quad (3.36)$$

En réalité, les amplitudes associées aux harmoniques de multiples supérieures à 2 sont négligeables (inférieures à 5% de l'harmonique principale). Aussi l'équation précédente s'exprime-t-elle

$$F_{\vec{x}_{rel}}(t) = F_0^{\vec{x}_{rel}} + F_2^{\vec{x}_{rel}} \cos\left(2\omega_v t + \phi_2^{\vec{x}_{rel}}\right) \quad (3.37)$$

De même que pour $F_{\vec{x}_{rel}}(t)$, on exprime $F_{\vec{z}_{rel}}(t)$

$$F_{\vec{z}_{rel}}(t) = \alpha \dot{z}(t) - (m_a - \beta) \ddot{z}(t) + m_a \frac{\ddot{z}(t) \dot{z}(t)^2}{2u_\infty^2} \quad (3.38)$$

que l'on peut, de même, modéliser par

$$F_{\vec{z}_{rel}}(t) = \sum_{i=0}^{N_z} F_{2i+1}^{\vec{z}_{rel}} \cos\left((2i+1) \omega_v t + \phi_{2i+1}^{\vec{z}_{rel}}\right) \quad (3.39)$$

et simplifier, comme précédemment, en tenant compte du fait que les amplitudes sont négligeables au-delà de la troisième harmonique.

$$F_{\vec{z}_{rel}}(t) = F_1^{\vec{z}_{rel}} \cos\left(\omega_v t + \phi_1^{\vec{z}_{rel}}\right) + F_3^{\vec{z}_{rel}} \cos\left(3\omega_v t + \phi_3^{\vec{z}_{rel}}\right) \quad (3.40)$$

Enfin, on exprime la vitesse instantanée du cylindre $\dot{z}(t)$ de la même manière

$$\dot{z}(t) = \sum_{i=0}^N \dot{z}_{2i+1} \sin\left((2i+1) \omega_v t + \phi_{2i+1}^{\dot{z}}\right) \quad (3.41)$$

3.5.2.4 Modélisation des forces hydrodynamiques

On repart des expressions des forces de portance et de traînée données dans le chapitre 1 par 1.10 et 1.11.

$$F_L(t) = \frac{1}{2} \rho_f u_{rel.}^2 S C_L(t) \quad (3.42)$$

$$F_D(t) = \frac{1}{2} \rho_f u_{rel.}^2 S C_D(t) \quad (3.43)$$

On sait que les coefficients de portance et de traînée s'expriment de la manière suivante pour un cylindre fixe :

$$C_L(t) = C'_L \sin(\omega_s t) + \overline{C_L} \quad (3.44)$$

$$C_D(t) = C'_D \sin(2\omega_s t) + \overline{C_D} \quad (3.45)$$

Nous avons considéré dans le chapitre précédent que, d'une part, la moyenne du coefficient de portance $\overline{C_L}$ était nulle, et d'autre part que la composante fluctuante du coefficient de traînée C'_D était négligeable devant sa composante moyenne $\overline{C_D}$. Cela a eu pour conséquence de rendre plus aisé l'établissement du modèle et d'aboutir à des équations simples d'utilisation.

La complexité du découplage impose de rendre les hypothèses de départ moins restrictives que pour ce modèle analytique. Il nous sera nécessaire de prendre en compte les fluctuations du coefficient de traînée autour de sa valeur moyenne. De plus, lorsque le cylindre est en mouvement et synchronisé avec la fréquence de lâchers de tourbillons, ω_s devient ω_v . On note respectivement ϕ_{C_L} et ϕ_{C_D} les phases relatives aux coefficients de portance et de traînée. En revanche, la valeur moyenne du coefficient de portance est toujours considérée comme nulle.

On peut désormais exprimer les forces de la façon suivante :

$$F_L(t) = \frac{1}{2} \rho_f u_{rel.}^2 S C'_L \sin(\omega_v t + \phi_{C_L}) \quad (3.46)$$

$$F_D(t) = \frac{1}{2} \rho_f u_{rel.}^2 S C'_D \sin(2\omega_v t + \phi_{C_D}) + \frac{1}{2} \rho_f u_{rel.}^2 S \overline{C_D} \quad (3.47)$$

Lorsque la vitesse d'écoulement est constante et que les paramètres mécaniques de la structures sont inchangés, la force de portance peut être modélisée par une fonction sinusoïdale.

$$F_L(t) = F'_L \sin(\omega_v t + \phi_{C_L}) \quad (3.48)$$

Il est possible de modéliser la force de portance de la façon suivante⁹.

$$F_L(t) = \alpha z \omega_v \sin(\omega_v t) - \beta z \omega_v^2 \cos(\omega_v t) \quad (3.49)$$

9. En effet, on démontre

$$\begin{aligned} K_H \cos(\beta t + \phi_z) &= K_H [\cos \beta t \cos \phi_z - \sin \beta t \sin \phi_z] \\ &= A \cos \beta t + B \sin \beta t \end{aligned}$$

avec $A = K_H \cos \phi_z$ et $B = -K_H \sin \phi_z$. De plus,

$$\begin{aligned} A^2 + B^2 &= K_H^2 \cos^2 \phi_z + K_H^2 \sin^2 \phi_z \\ &= K_H^2 \end{aligned}$$

d'où $K_H = \sqrt{A^2 + B^2}$.

Enfin, on trouve ϕ_z avec le rapport B/A

3.5. Méthodes d'analyse et découplage des forces hydrodynamiques 97

avec

$$\phi_{C_L} = \arctan -\frac{\beta}{\alpha} \omega_v \quad (3.50)$$

$$F'_L = \sqrt{(\alpha z \omega_v)^2 + (\beta z \omega_v^2)^2} \quad (3.51)$$

Il est ainsi possible d'exprimer la force de portance comme étant fonction à la fois de la vitesse du cylindre et de son accélération. Cette formulation permet de mettre en relation la phase de la portance avec l'accélération du cylindre.

$$F_L(t) = \alpha \dot{z}(t) + \beta \ddot{z}(t) \quad (3.52)$$

De même, il est possible d'exprimer la force de traînée comme étant la somme d'un terme constant dans le temps et d'un terme proportionnel au carré de la vitesse du cylindre $\dot{z}(t)$

$$F_D(t) = C_D^* u_\infty^2 + \delta \dot{z}(t)^2 \quad (3.53)$$

avec

$$C_D^* = \frac{1}{2} \rho_f S \overline{C_D} \quad (3.54)$$

Résolution des équations On recherche maintenant les solutions permettant de connaître les grandeurs α , β , m_a , $\overline{C_L}$ et δ . Cinq équations sont nécessaires. Si l'on connaît l'évolution des forces dans la base $(\vec{x}, \vec{y}, \vec{z})$, des transformations de Fourier permettent de les décomposer sous la même forme que les équations 3.37 et 3.40. Il est ainsi possible de connaître la phase et l'amplitude de quatre harmoniques, correspondant aux indices $i = 0$ et 2 pour l'équation 3.37, et aux indices $i = 1$ et 3 pour l'équation 3.40.

Par méthode FFT, on récupère les amplitudes $F_i^{\vec{x}rel}$, $F_i^{\vec{z}rel}$, les phases $\phi_i^{\vec{x}rel}$ et $\phi_i^{\vec{z}rel}$ ainsi que la pulsation ω_v .

Puisque la recherche des paramètres revient à résoudre un système à 5 équations, on note $A_{i,j}$ la matrice du système linéaire de dimension 5x5.

$$A_{i,j} V = W \quad (3.55)$$

avec W la matrice du second membre

$$\frac{B}{A} = \frac{-K_H \sin \phi_z}{K_H \cos \phi_z}$$

ainsi

$$\phi_z = \arctan -\frac{B}{A}$$

$$W = \begin{pmatrix} F_0^{\bar{x}rel} \\ F_2^{\bar{x}rel} \cos \phi_2^{\bar{x}rel} \\ -F_2^{\bar{x}rel} \sin \phi_2^{\bar{x}rel} \\ F_1^{\bar{z}rel} \cos \phi_1^{\bar{z}rel} \\ -F_1^{\bar{z}rel} \sin \phi_1^{\bar{z}rel} \end{pmatrix} \quad (3.56)$$

et V la matrice des inconnues

$$V = \begin{pmatrix} C_D^* \\ \delta \\ m_a \\ \alpha \\ \beta \end{pmatrix} \quad (3.57)$$

Il s'agit donc de résoudre le système

$$\begin{pmatrix} A_{1,1} & A_{1,2} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & A_{2,2} & A_{2,3} & 0 & 0 \\ 0 & A_{3,2} & A_{3,3} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & A_{4,3} & A_{4,4} & A_{4,5} \\ 0 & 0 & A_{5,3} & A_{5,4} & A_{5,5} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} C_D^* \\ \delta \\ m_a \\ \alpha \\ \beta \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} F_0^{\bar{x}rel} \\ F_2^{\bar{x}rel} \cos \phi_2^{\bar{x}rel} \\ -F_2^{\bar{x}rel} \sin \phi_2^{\bar{x}rel} \\ F_1^{\bar{z}rel} \cos \phi_1^{\bar{z}rel} \\ -F_1^{\bar{z}rel} \sin \phi_1^{\bar{z}rel} \end{pmatrix} \quad (3.58)$$

avec les coefficients suivants

$$A_{1,1} = u_\infty^2 \quad (3.59)$$

$$A_{1,2} = \frac{1}{2} (\dot{z}_1^2 + \dot{z}_3^2) \quad (3.60)$$

$$A_{2,2} = \dot{z}_1 \dot{z}_3 \cos(\phi_{z_1} - \phi_{z_3}) + \frac{1}{2} \dot{z}_1^2 \sin(2\phi_{z_1}) \quad (3.61)$$

$$A_{2,3} = \dot{z}_1 \dot{z}_3 \omega \sin(\phi_{z_1} - \phi_{z_3}) - \frac{1}{2} \dot{z}_1^2 \omega \sin(2\phi_{z_1}) + \frac{\omega}{8u_\infty^2} [-(3\dot{z}_1 \dot{z}_3^3 + 3\dot{z}_1^3 \dot{z}_3) \sin(\phi_{z_1} - \phi_{z_3}) + (3\dot{z}_1^2 \dot{z}_3^2 + \dot{z}_1^4) \sin(2\phi_{z_1})] \quad (3.62)$$

$$A_{3,2} = \dot{z}_1 \dot{z}_3 \sin(\phi_{z_1} - \phi_{z_3}) - \frac{1}{2} \dot{z}_1^2 \sin(2\phi_{z_1}) \quad (3.63)$$

$$A_{3,3} = -\dot{z}_1 \dot{z}_3 \omega \cos(\phi_{z_1} - \phi_{z_3}) - \frac{1}{2} \dot{z}_1^2 \omega \cos(2\phi_{z_1}) + \frac{\omega}{8u_\infty^2} [(3\dot{z}_1 \dot{z}_3^3 + 3\dot{z}_1^3 \dot{z}_3) \cos(\phi_{z_1} - \phi_{z_3}) + (3\dot{z}_1^2 \dot{z}_3^2 + \dot{z}_1^4) \cos(2\phi_{z_1})] \quad (3.64)$$

$$A_{4,3} = \omega_v \dot{z}_1 \sin \phi_{\dot{z}_1} - \frac{\omega_v}{8 u_\infty^2} [\dot{z}_1^2 \dot{z}_3 \sin (\phi_{\dot{z}_3} - 2\phi_{\dot{z}_1}) + (2\dot{z}_1 \dot{z}_3^2 + \dot{z}_1^3) \sin \phi_{\dot{z}_1}] \quad (3.65)$$

$$A_{4,4} = \dot{z}_1 \cos \phi_{\dot{z}_1} \quad (3.66)$$

$$A_{4,5} = -\omega_v \dot{z}_1 \sin \phi_{\dot{z}_1} \quad (3.67)$$

$$A_{5,3} = \omega_v \dot{z}_1 \cos \phi_{\dot{z}_1} - \frac{\omega_v}{8 u_\infty^2} [\dot{z}_1^2 \dot{z}_3 \cos (\phi_{\dot{z}_3} - 2\phi_{\dot{z}_1}) + (2\dot{z}_1 \dot{z}_3^2 + \dot{z}_1^3) \cos \phi_{\dot{z}_1}] \quad (3.68)$$

$$A_{5,4} = -\dot{z}_1 \sin \phi_{\dot{z}_1} \quad (3.69)$$

$$A_{5,5} = -\omega_v \dot{z}_1 \cos \phi_{\dot{z}_1} \quad (3.70)$$

Puisque le déterminant de la matrice est non-nul, le système est inversible. On récupère donc les valeurs des inconnues C_D^* , α , β , δ et m_a à partir du produit de la matrice $A_{i,j}$ inversée $A_{i,j}^{-1}$ et de W .

$$V = A_{i,j}^{-1} W \quad (3.71)$$

3.5.3 Stratégies de balayage des paramètres

Le modèle numérique 2D doit permettre de répondre à deux problématiques vis-à-vis de la validation du modèle numérique.

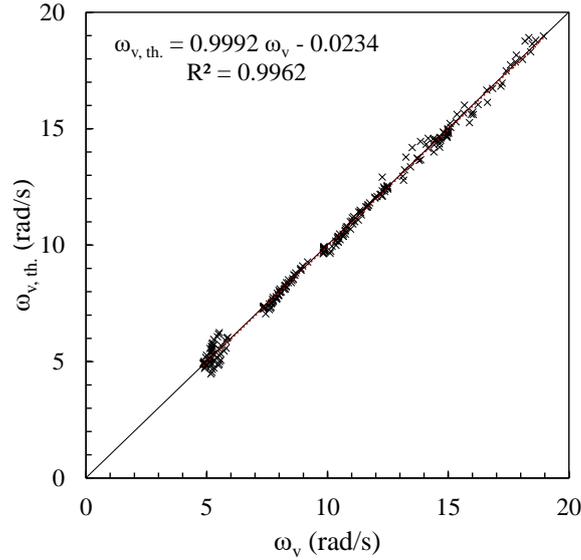
1. Le modèle analytique a été construit sur la base d'hypothèses simplificatrices. Il est nécessaire de vérifier la véracité de ce modèle à partir d'une simulation de l'écoulement autour du cylindre pour des paramètres donnés.
2. Les équations qui découlent du modèle analytique font apparaître des coefficients hydrodynamiques dont la valeur reste inconnue. Leur estimation à partir du découplage des forces de pression calculées autour du cylindre reste nécessaire dans un premier temps.

Pour valider le modèle analytique, un balayage des paramètres k_s et k_p autour de leurs valeurs optimales théoriques est effectué. Puisque les coefficients hydrodynamiques nécessaires à l'estimation de $k_{s,opt}$ et de $k_{p,opt}$ sont inconnus, il faut que la fenêtre de valeurs testées soit suffisamment importante autour d'estimations de $\overline{C_L}$, de γ et de C_a .

On suppose dans un premier temps le coefficient de masse ajoutée C_a égal à 1.5, le coefficient de portance $\overline{C_L} = 1$ et γ compris entre 1 et $\sqrt{2}$. De ce fait, les couples de paramètres balayés k_s et k_p sont résumés dans le tableau 3.5.3. L'ensemble des essais numériques résultent en 320 cas-tests différents.

Paramètre	Valeur min.	Valeur max.	Pas	Nombre de cas
u	0.4	1.2	0.2	5
k_p	$21.5 \times u$	$41.1 \times u$	$2.8 \times u$	8 per u
k_s	$1137.4 \times u^2$	$2333.3 \times u^2$	$170.8 \times u^2$	8 per u

TABLE 3.4 – Résumés des cas-tests balayés par le modèle numérique.

FIGURE 3.18 – Confrontation de la pulsation de lâchers de tourbillons ω_v issue du modèle numérique avec la pulsation théorique calculée à partir des valeurs de C_a et de β obtenues par découplage.

3.6 Résultats

3.6.1 Validation du découplage des forces

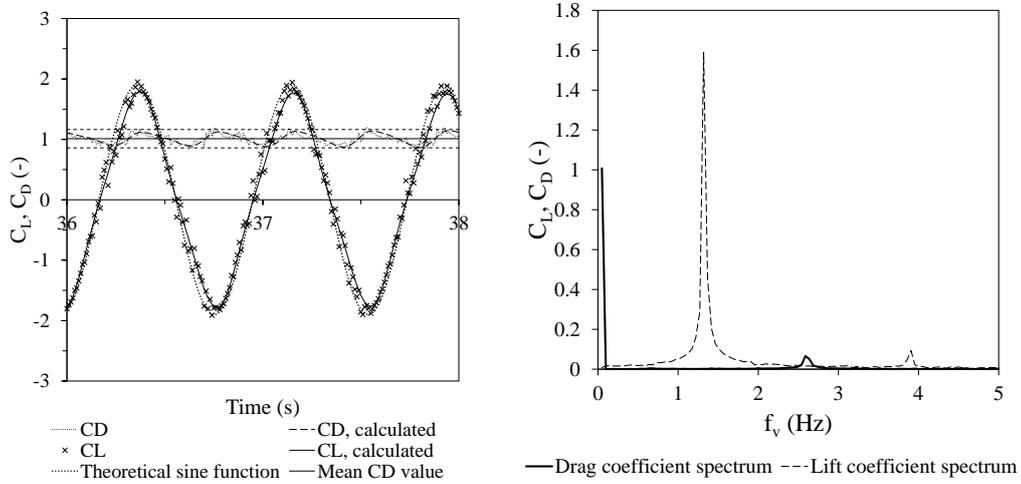
La validation de la méthode de découplage des forces passe par la comparaison de la pulsation réelle de lâchers de tourbillons ω_v avec la pulsation théorique calculée à partir des valeurs de C_a et de β obtenues par découplage :

$$\omega_{v,th.} = \sqrt{\frac{k_s}{m_{eq} + m_a - \beta}} \quad (3.72)$$

Puisque la raideur k_s et la masse équivalente m_{eq} sont connues, un découplage précis des grandeurs C_a et β est nécessaire pour donner la bonne valeur de pulsation. La figure 3.18 représente la confrontation entre ces deux pulsations.

On peut considérer, au regard de la corrélation linéaire entre les deux pulsations, que la pulsation théorique est correctement estimée. Cet aspect permet de valider l'estimation des coefficients liés à l'inertie du système représentés par C_a et β .

Les coefficients hydrodynamiques sont également correctement représentés. La



(a) Variation temporelle des coefficients hydrodynamiques (résultats numériques et calculés). (b) Spectre FFT des coefficients hydrodynamiques (résultat numérique ayant servi au découplage).

FIGURE 3.19 – Exemple des forces de portance C_L et de traînée $\overline{C_D}$ projetées sur les axes perpendiculaire et colinéaire au vecteur vitesse incident.

figure 3.23 représente un exemple d'enregistrement des coefficients de portance et de traînée calculés et reconstruits à partir des valeurs obtenues par le découplage.

3.6.2 Résultats du découplage des forces hydrodynamiques

Le tableau 3.5 résume les coefficients hydrodynamiques obtenus dans les conditions pré-citées pour obtenir le rendement maximal.

Les évolutions de C_L et de $\overline{C_D}$ semblent corrélées à l'évolution de l'efficacité. En effet, on se rend compte que l'efficacité maximale η_{max} augmente lorsque C_L s'intensifie et que $\overline{C_D}$ décroît (tableau 3.6).

Re (-)	u (m/s)	γ_{rms}	$C_{L_{rms}}$	$\overline{C_D}$	C_a
4.40×10^4	0.4	1.14	1.22	1.09	0.80
6.60×10^4	0.6	1.14	1.31	1.05	0.82
8.80×10^4	0.8	1.15	1.28	1.02	0.78
1.10×10^5	1.0	1.15	1.26	1.01	0.74
1.32×10^5	1.2	1.15	1.25	1.00	0.68

TABLE 3.5 – Tableau récapitulatif des coefficients hydrodynamiques et de γ_{rms} pour les cas de rendement maximal à différents régimes d'écoulement. C_L , $\overline{C_D}$ and C_a ont été obtenus par méthode inverse à partir des résultats de simulations numériques.

Lorsque l'expression des coefficients hydrodynamiques a été développée, il a été admis que l'amplitude de fluctuation du coefficient de traînée (équation 1.12) était négligeable devant sa valeur moyenne. À titre de vérification, la figure présentée

précédemment montre bien que les fluctuations sont très limitées autour de la valeur moyenne $\overline{C_D}$ (inférieures à 5%).

3.6.3 Validation du modèle analytique

3.6.3.1 Vérification de l'hypothèse de projection de la vitesse relative

Lors du développement du modèle analytique, l'une des hypothèses formulées était que la vitesse d'oscillation du cylindre induisait la projection de la force de traînée sur l'axe vertical. Afin de vérifier cette assertion, la position angulaire du point d'arrêt de l'écoulement sur le cylindre a été déterminée sur une période d'oscillation. Par définition, cela correspond au point où la pression est maximale. La figure 3.21 montre la position angulaire du point d'arrêt (point rouge sur les figures) à $t/T = 0.5, 0.75$ et 1 , lorsque la vitesse du cylindre atteint respectivement sa valeur maximale dans la direction de l'axe ascendant, nulle, et maximale dans la direction opposée. L'évolution de la pression en chaque point du périmètre du cylindre ayant été enregistrée en chaque point du cylindre à chaque pas de temps, il a été possible de retrouver la position angulaire de ce point par rapport au référentiel du cylindre. L'évolution de cette position angulaire a ensuite été comparée à l'angle calculé à partir de la vitesse instantanée du cylindre (sur l'axe vertical) et de la vitesse moyenne de l'écoulement (axe horizontal) :

$$\theta = \arctan \frac{\dot{z}(t)}{u_\infty} \quad (3.73)$$

La figure 3.20 montre l'évolution de l'angle obtenu par ces deux approches – récupération du point de pression maximale d'une part, calcul à partir du ratio vitesse du cylindre / vitesse incidente d'autre part. On note que θ prend la forme d'une fonction sinusoïdale dont les valeurs sont comprises entre -0.7 et 0.7 radians. La proximité entre ces deux courbes valide l'hypothèse initiale et confirme la validité de la projection des forces dans l'établissement du modèle analytique.

3.6.3.2 Balayage des paramètres de contrôle

La figure 3.22 représente l'efficacité du système en fonction des paramètres balayés pour différentes vitesses d'écoulement. Le tableau donne la valeur des paramètres $k_{s,opt}$ et $k_{p,opt}$ obtenus numériquement et calculés à partir de leurs expressions données par le modèle analytique (système d'équations 2.109), ainsi que les coefficients hydrodynamiques donnés plus tôt dans le tableau 3.5.

Pour chacune des vitesses d'écoulement, la fenêtre des paramètres balayés a été suffisamment large pour faire apparaître la zone de rendement maximal. On note que pour les hautes raideurs de ressort, le système quitte sa zone de synchronisation et les performances décroissent très fortement.

La figure 3.22(f) résume les graphes précédents en montrant l'évolution du rendement avec l'augmentation du nombre de Reynolds Re . Elle montre notamment qu'à partir d'un Re supérieur à 7.10^4 , η_{max} atteint un plateau autour de 41.5%. On

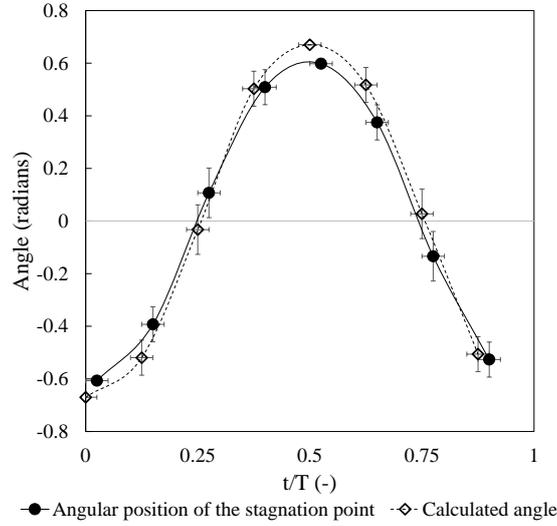


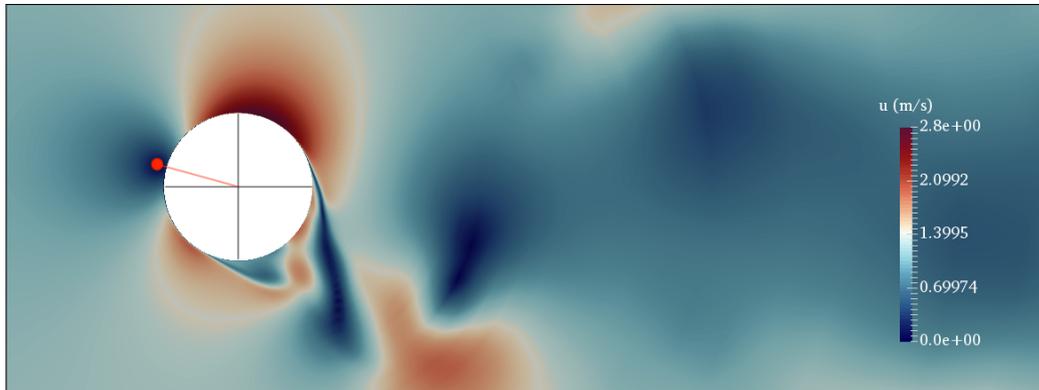
FIGURE 3.20 – Comparaison entre la position angulaire du point d’arrêt et l’angle calculé à partir du ratio entre la vitesse d’oscillation du cylindre et la vitesse d’écoulement amont. Ces deux angles sont représentés en fonction du ratio t/T , qui caractérise l’évolution temporelle durant une période T . Les barres d’erreur verticales quantifient l’incertitude sur le calcul de l’angle, tandis que les barres horizontales dépendent directement du pas d’enregistrement de la simulation numérique.

note que la prédiction du modèle analytique est nettement supérieure (voir tableau 3.6) aux valeurs obtenues par le modèle numérique. Cette différence s’explique par deux raisons :

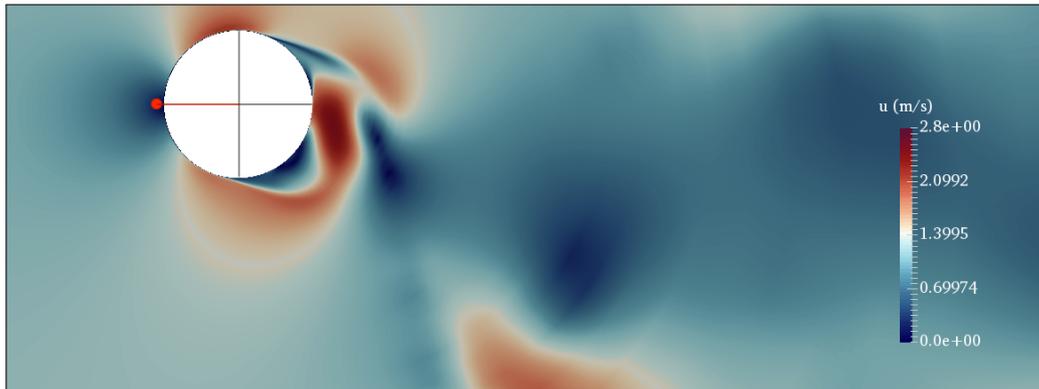
1. Les coefficients de portance et de traînée ont été obtenus après découplage des forces appliquées sur le cylindre – leurs valeurs sont, de ce fait, sujettes à des incertitudes de calcul. De plus, ces valeurs sont elles-mêmes obtenues à partir d’un modèle numérique, et malgré sa validité démontrée plus haut, cela peut induire des erreurs.
2. le calcul analytique du rendement maximal suppose que les coefficients k_s et k_p sont optimaux. Cependant, le balayage des paramètres consiste en l’utilisation de valeurs discrètes et ne peut par conséquent pas calculer exactement l’efficacité. Les points de rendement optimaux trouvés numériquement ne sont par conséquent que les points les plus proches, à un intervalle de valeur près du réel optimum.

Le coefficient γ_{rms} reste sensiblement constant et égal à 1.125 ± 0.025 à rendement maximal pour chacune des vitesses d’écoulement. Cela équivaut à une vitesse *rms* du cylindre égale à 57% de la vitesse d’écoulement. Pour les cas où l’efficacité est plus faible, γ_{rms} est plus variable et ses valeurs sont bornées entre 1.04 et 1.20 dans l’échantillon des résultats obtenus.

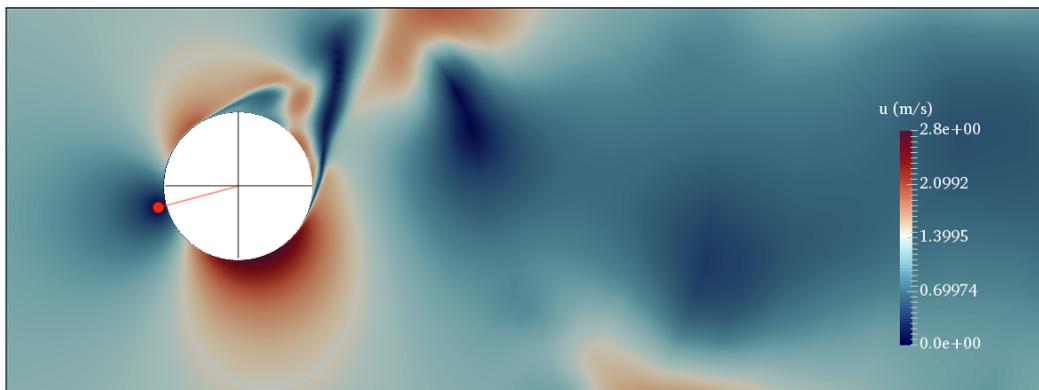
Les paramètres optimaux $k_{p,opt.}$ et $k_{s,opt.}$ estimés par le modèle analytique et obtenus par le modèle *CFD* sont confrontés en figure 3.23 pour différents Re aux



(a) Représentation de l'écoulement et du point d'arrêt, cylindre en mouvement à $t/T = 0.5$ (vitesse d'oscillation ascendante maximale)



(b) Représentation de l'écoulement et du point d'arrêt, cylindre en mouvement à $t/T = 0.75$ (vitesse d'oscillation nulle)



(c) Représentation de l'écoulement et du point d'arrêt, cylindre en mouvement à $t/T = 1$ (vitesse d'oscillation descendante maximale)

FIGURE 3.21 – Évolution de la position du point d'arrêt de l'écoulement sur le cylindre à trois instants d'une période d'oscillation.

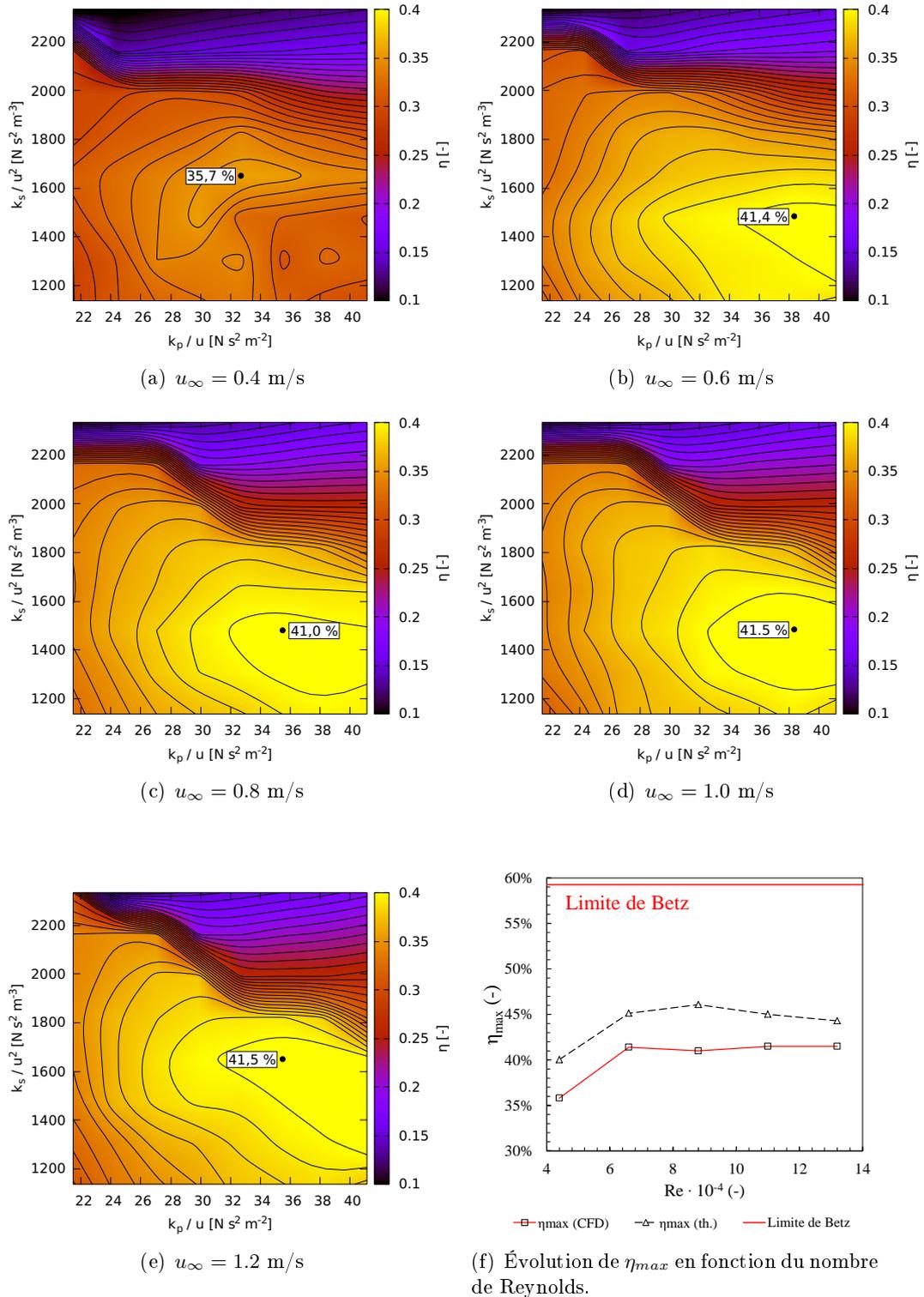


FIGURE 3.22 – Cartes de rendement après balayage des paramètres normalisés k_p/u_∞ et k_s/u_∞^2 . Le gradient de couleur représente le rendement η tandis que les courbes noires représentent les iso-rendements entre 0 et 45% et sont espacées par des pas de 1%.

Re (-)	u_∞ (m/s)	Résultats CFD			Résultats analytiques		
		η_{max}	$k_{s,opt}$	$k_{p,opt.}$	η_{max}	$k_{s,opt}$	$k_{p,opt.}$
4.40×10^4	0.4	0.358	243.5	12.33	0.400	247.9	13.24
6.60×10^4	0.6	0.414	501.7	21.14	0.451	539.3	19.09
8.80×10^4	0.8	0.410	973.9	25.90	0.461	965.7	24.83
1.10×10^5	1.0	0.415	1527.9	32.67	0.450	1507.1	30.65
1.32×10^5	1.2	0.415	2216.7	39.42	0.443	2161.2	36.53

TABLE 3.6 – η_{max} , $k_{s,opt}$ et $k_{p,opt.}$ calculés et obtenus numériquement pour différents nombres de Reynolds.

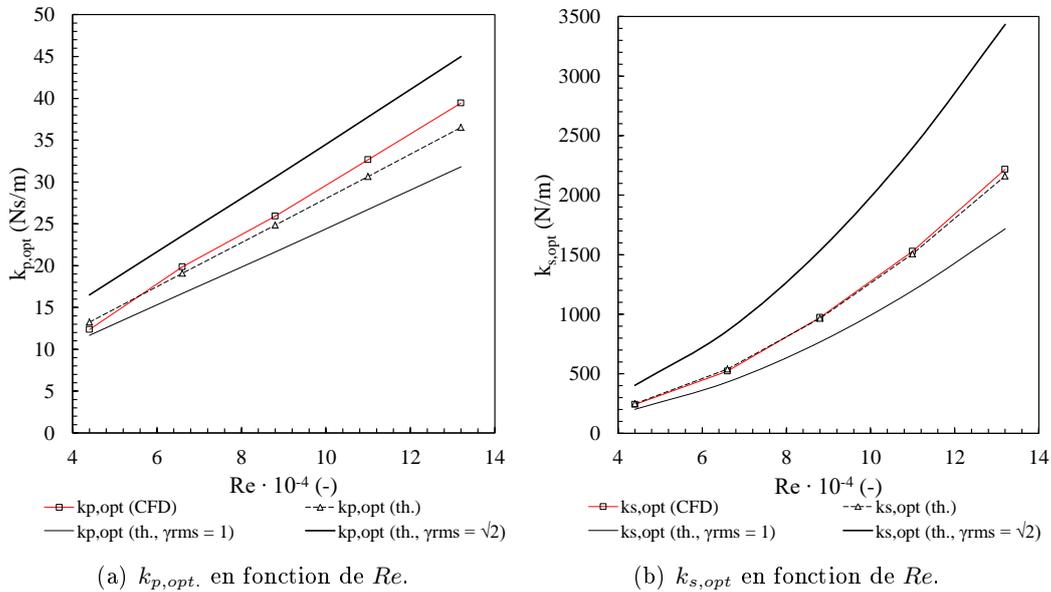


FIGURE 3.23 – Évolution des valeurs optimales de $k_{p,opt.}$ et $k_{s,opt}$ en fonction du nombre de Reynolds. Les résultats du modèle CFD sont représentés en trait plein rouge, et les valeurs estimées par le modèle analytique sont reliés par les traits pointillés noirs. Les courbes en trait plein noir représentent les estimations du modèle analytique pour $\gamma_{rms} = 1$ et $\gamma_{rms} = \sqrt{2}$.

points de rendements maximaux. Les valeurs correspondantes sont explicitées dans le tableau 3.6. Les courbes en trait plein entourant ces valeurs représentent les estimations du modèle analytique pour $\gamma_{rms} = 1$ et $\gamma_{rms} = \sqrt{2}$, ce qui correspond respectivement aux cas où la vitesse du cylindre est négligeable devant celle de l'écoulement et à la situation où les deux vitesses sont équivalentes.

Les coefficients hydrodynamiques C_L , $\overline{C_D}$ et C_a ainsi que γ_{rms} , obtenus après découplage des efforts appliqués au cylindre calculés par le modèle numérique, ont été utilisés pour alimenter le modèle analytique et parvenir à l'estimation de $k_{p,opt}$ et $k_{s,opt}$ (courbes rouges).

L'estimation de la raideur optimale par le modèle analytique est particulièrement proche des résultats numériques, avec des écarts relatifs ne dépassant pas les 3%. En ce qui concerne $k_{p,opt}$ en revanche, le modèle analytique semble surestimer sa dépendance à Re . L'écart avec les résultats du modèle CFD se rapproche des 8% pour $Re = 1.32 \cdot 10^5$.

L'utilisation du modèle numérique a permis de mettre en avant l'efficacité du modèle analytique dans l'estimation des paramètres optimaux pour les gammes de Reynolds étudiées, dans la mesure où les coefficients hydromécaniques sont fournis. Ce modèle mathématique reste donc tributaire des hypothèses liées à ces coefficients dans le cadre de cette utilisation.

Le balayage numérique des coefficients a , en outre, permis d'isoler une gamme de valeur de γ_{rms} , inconnue jusqu'alors, et qui était bien comprise entre 1 et $\sqrt{2}$ comme pressenti.

3.6.4 Effet du coefficient d'amortissement ξ sur les performances

On note f^* le rapport entre les fréquences de lâchers de tourbillons pour un cylindre en mouvement f_v et pour un cylindre fixe f_s

$$f^* = \frac{f_v}{f_s} \quad (3.74)$$

on note Δf l'écart entre la fréquence de lâchers de tourbillons pour un cylindre en mouvement f_v et la fréquence propre du dispositif oscillant $f_{0,air}$

$$\Delta f = f_v - \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{k_s}{m_{eq} + m_a}} \quad (3.75)$$

Enfin, on peut noter Δf^* le rapport entre Δf et la fréquence de Strouhal f_s .

$$\Delta f^* = \frac{\Delta f}{f_s} \quad (3.76)$$

On constate une relation entre le coefficient d'amortissement adimensionné ξ et le rapport de fréquence f^* . Cette relation se caractérise par trois phases distinctes, ce que traduit la figure 3.24.

1. Une phase où le rapport de fréquence est proche de 1, caractérisé par les marqueurs rouges ;

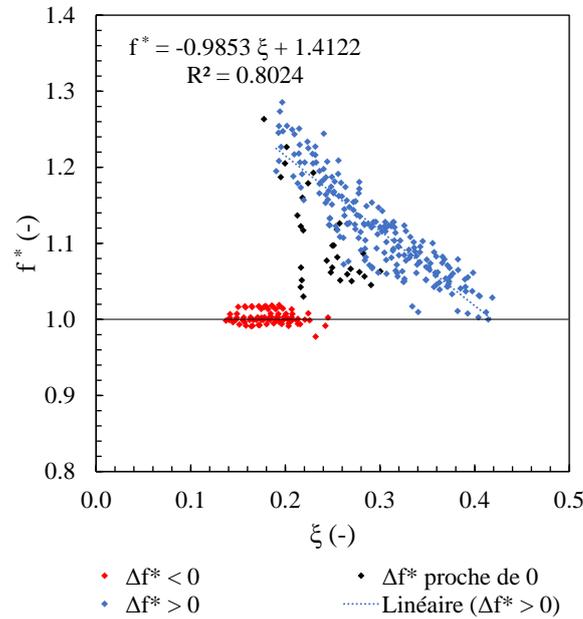


FIGURE 3.24 – Effet du coefficient d’amortissement ξ sur le rapport de fréquences.

2. Une phase où le rapport de fréquence est proportionnel au coefficient d’amortissement, caractérisé par les marqueurs bleus ;
3. Enfin, une phase intermédiaire où le rapport de fréquence semble osciller entre les deux comportements précédents. Cette zone de battement est caractérisée par des marqueurs noirs.

Les performances optimales sont atteintes pour les cas où le rapport de fréquence est proportionnel au facteur d’amortissement. Cela survient à partir d’une valeur critique ξ_c supérieure à 0.22. Au-delà de cette valeur, et jusqu’à une valeur de 0.4, l’efficacité est systématiquement supérieure à 30% dans le cadre des essais (cas où $\Delta f^* > 0$ en figure 3.26). Les cas où ξ est supérieur à 0.4 n’ont pas été balayés. Ces derniers correspondent à des cas où le coefficient de récupération d’énergie k_p devient trop important pour récupérer efficacement de l’énergie.

Cette série de données nous permet également d’observer l’effet de ξ sur le coefficient de portance (figure 3.27). On constate en effet une augmentation linéaire de C_L lors de l’augmentation du facteur d’amortissement.

3.6.5 Évaluation de l’influence de n_p sur l’efficacité

L’influence du paramètre n_p a ensuite été évaluée pour un Re de $8.8 \cdot 10^4$. Le modèle analytique nous permet d’estimer un coefficient k_p optimal correspondant à 22 N/m. Différentes valeurs de k_p ont été balayées pour cinq valeurs de n_p différentes : 0.2, 0.4, 0.8, 1.2 et 1.6. La valeur $n_p = 1$ n’a pas été testée ici car elle correspond déjà aux cas précédemment testés.

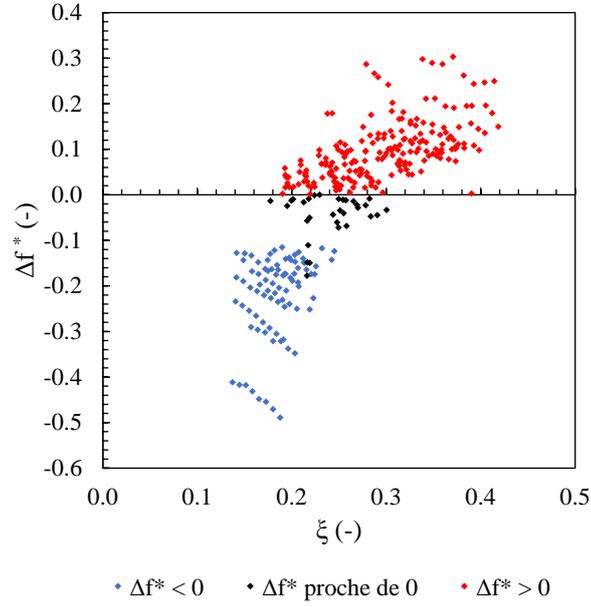


FIGURE 3.25 – Relation entre le coefficient d’amortissement ξ et le rapport de fréquences Δf^* .

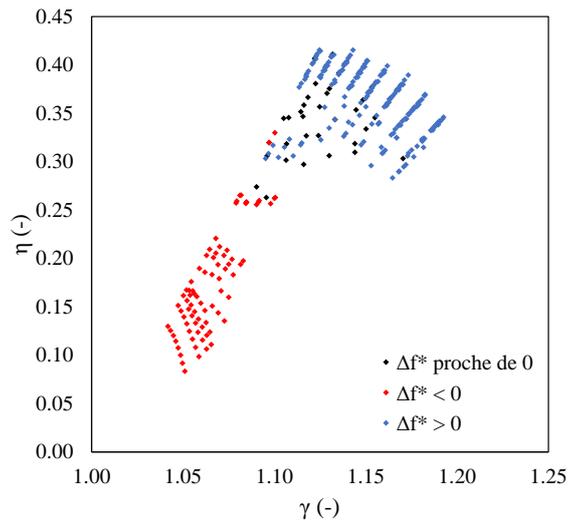


FIGURE 3.26 – Rendement η par rapport à γ_{rms} .

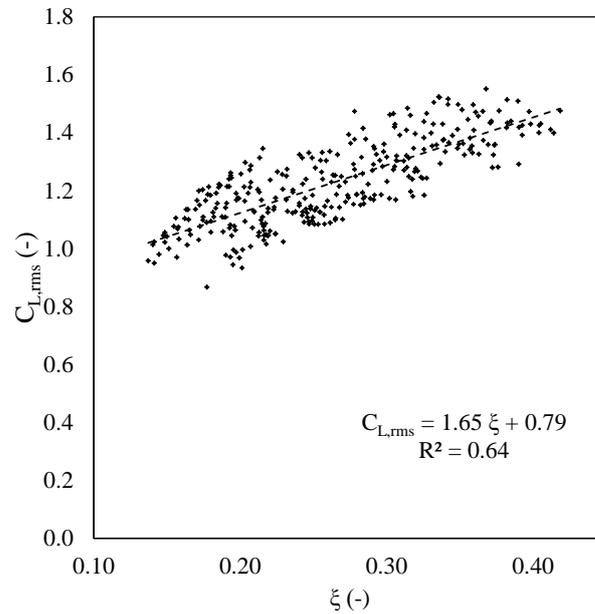
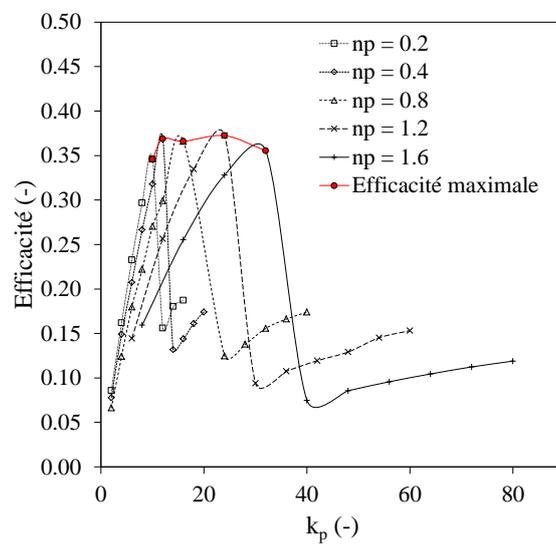
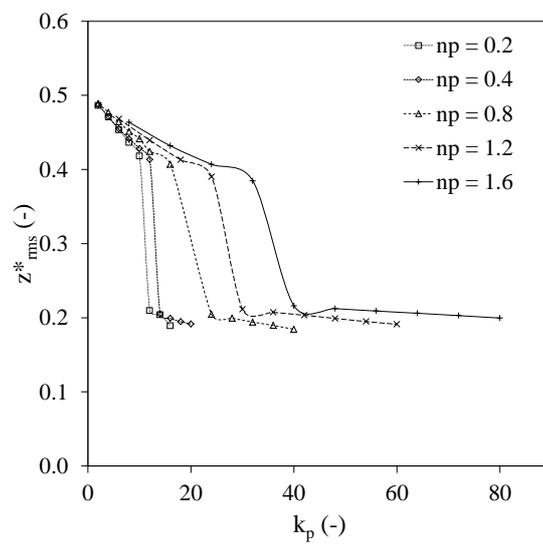


FIGURE 3.27 – Effet du coefficient d’amortissement ξ sur le coefficient de portance.

La figure 3.28 montre l’efficacité en fonction de k_p pour ces différentes valeurs de n_p . Dans chacun des cas, le coefficient de puissance augmente avec les valeurs de k_p jusqu’à obtenir une valeur optimale. L’amplitude des oscillations (figure 3.29) chute immédiatement après cet optimum : l’amortissement induit par la récupération d’énergie provoque un changement de fréquence proche de la fréquence de Strouhal (figure 3.30).

Pour chacune des valeurs de n_p testées, l’efficacité maximale est comprise entre 35 et 37%. Ces essais montrent qu’il existe un k_p optimal pour chaque valeur de n_p choisie, et que cet optimum est le même quelle que soit la valeur de n_p . Ce coefficient permet, en augmentant, de limiter la diminution d’amplitude d’oscillation par l’augmentation k_p (figure 3.29), mais ne permet pas à priori d’augmenter la puissance récupérée.

L’utilisation d’un tel coefficient permettrait cependant, dans la pratique, de limiter la durée d’utilisation de la génératrice utilisée pour la récupération d’énergie. En augmentant n_p , on rétrécit la sinusoïde formée par la courbe de vitesse du cylindre et on l’amplifie par des valeurs de k_p plus élevées (voir exemple en figure 3.31). Le choix, les performances et la durabilité d’un moteur sont en effet liées aux sollicitations thermiques induites par les variations de courant dans son bobinage, et changer l’évolution temporelle du courant aura un impact sur le système de conversation électro-mécanique.

FIGURE 3.28 – Effet de n_p sur les performances.FIGURE 3.29 – Effet de n_p sur l'amplitude des oscillations.

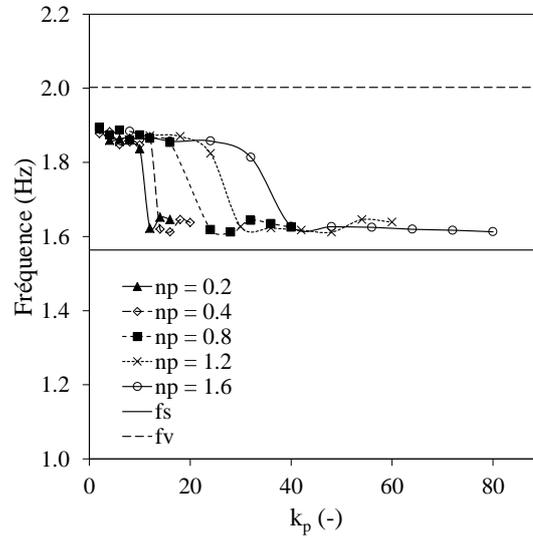


FIGURE 3.30 – Évolution de la fréquence des oscillations en fonction de k_p pour différentes valeurs de n_p .

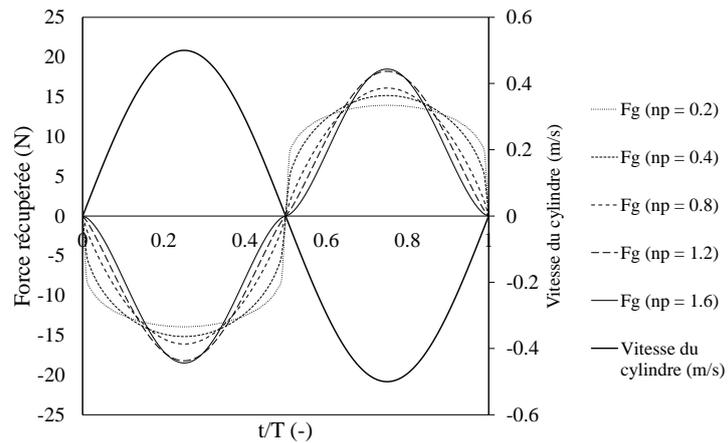


FIGURE 3.31 – Effets de n_p sur l'allure de la consigne de force imposée par la génératrice sur le cylindre.

3.7 Bilan

Un modèle numérique a été développé sous OpenFOAM pour permettre le balayage des paramètres de contrôle du dispositif de récupération d'énergie pour différents Reynolds. Une banque de résultats provenant de 320 simulations numériques a été générée et a permis d'isoler et de mettre en avant l'influence des paramètres sur l'efficacité du dispositif. Basé sous les mêmes hypothèses que le modèle analytique présenté dans le chapitre 2, il ne reste représentatif de la réalité que pour des écoulements bi-dimensionnels et la question de l'influence de la dimension latérale — et donc du rapport d'aspect — sur les performances énergétiques subsiste.

L'outil numérique développé sous OpenFOAM permet de vérifier, dans l'hypothèse d'un écoulement bi-dimensionnel sans effets liés à la proximité du fond ou de la surface libre, les équations développées dans le chapitre 2. Cette vérification laisse entrevoir la possibilité, sur un site donné, d'estimer un rendement, et par conséquent une énergie potentiellement récupérable. Elle permet en outre, sous réserve de la connaissance des coefficients hydrodynamiques, de déduire des paramètres optimaux pour atteindre ces niveaux de production.

Les essais ont en outre montré que l'utilisation du coefficient n_p implémenté dans la loi de régulation de la génératrice n'apportait pas de gains importants en terme d'efficacité, mais permettait de mettre à disposition de nouveaux leviers dans le dimensionnement de la génératrice. En effet, le caractère cyclique du mouvement impose une alternance permanente du sens de rotation de la génératrice, qui peut entre autre générer des échauffements et par conséquent une baisse des performances. Sur des temps d'utilisation importants, ces contraintes peuvent devenir un enjeu et il serait intéressant de les limiter par l'utilisation du paramètre n_p .

Le modèle présenté dans ce chapitre a été volontairement pensé pour représenter des cas 2D, sans prise en compte de la latéralité et par conséquent des effets de bord que peuvent subir un tel obstacle au sein d'un écoulement en milieu confiné. S'il a permis de vérifier un modèle mathématique reposant sur des hypothèses simplificatrices fortes, il ne permet pas d'appréhender les effets de bord inhérents à une mise en service de dispositifs réels.

Nous verrons dans le prochain chapitre que le caractère tri-dimensionnel de l'écoulement a un impact immédiat sur les performances. L'un de ces impacts est la diminution du coefficient de portance, comme l'ont déjà notamment montré Sin & So [71]. Expérimentalement, et comme nous le verrons plus loin, il est possible de montrer que la formation d'un tourbillon à l'aval d'un cylindre est en effet fortement impactée par son facteur de forme (ratio entre la longueur du cylindre et son diamètre).

Montage et étude d'un dispositif expérimental

Sommaire

4.1	Introduction	115
4.2	Conception du dispositif expérimental	116
4.2.1	Principe global de fonctionnement	116
4.2.2	Adaptation du dispositif à la récupération de l'énergie cinétique diffuse	118
4.2.3	Conversion de l'énergie hydraulique en énergie mécanique	121
4.2.4	Conversion de l'énergie mécanique en énergie électrique	127
4.3	Contrôle-commande et mesure des champs de vitesse	129
4.3.1	Constituants et mise en œuvre de mesure et de contrôle	130
4.3.2	Caractéristiques des contrôleurs	135
4.3.3	Mesure des champs de vitesse	135
4.4	Caractérisation du système monté	139
4.4.1	Mesure du coefficient d'amortissement visqueux	139
4.4.2	Mesure de la raideur équivalente du ressort	141
4.5	Préparation des canaux	143
4.5.1	Canal du site Rue Boussingault	144
4.5.2	Canal du site INSA	147
4.6	Résultats	154
4.6.1	Essais à débit constant et raideur fixée	154
4.6.2	Essais à vitesses et hauteur d'eau plus importantes	168
4.7	Bilan de la phase expérimentale	177

4.1 Introduction

Le chapitre qui suit détaille dans un premier temps le dimensionnement et le montage d'un dispositif expérimental. Les résultats d'essais du prototype en fonctionnement réalisés en canal à surface libre sont ensuite présentés. Les objectifs de l'étude expérimentale sont les suivants :

- Concevoir un prototype à échelle réduite capable de fonctionner dans un canal aux conditions proches du fonctionnement envisagé en rivière ;

- Étudier l'écoulement autour du cylindre immergé dans le contexte d'un milieu confiné (effet du rapport d'aspect¹ sur les performances, régimes de lâchers de tourbillons, confinement, etc.) à l'aide de capteurs ultra-sonores ;
- Tester l'adaptabilité du système à la vitesse d'écoulement et valider la bonne prédiction des paramètres optimaux estimés par les modèles analytique et numérique précédents.

Le travail de développement du prototype impliquera donc une étape de conception et son implantation dans le canal.

L'utilisation de capteurs ultra-sonores pour représenter l'évolution instantanée des profils de vitesse permet de caractériser l'écoulement en temps réel. Leur fonctionnement sera explicité plus loin.

La première phase du travail consiste en la conception du dispositif expérimental en tenant compte des caractéristiques hydrauliques et géométriques des canaux à surface libre mis à disposition par le pôle MécaFlu du laboratoire ICube et l'INSA dans le dimensionnement.

4.2 Conception du dispositif expérimental

4.2.1 Principe global de fonctionnement

Le dispositif expérimental (schéma figure 4.1) doit être capable de représenter à échelle réduite un dispositif hydrolien de récupération d'énergie basé sur les VIV. Il doit par conséquent disposer d'un élément capable de générer des tourbillons et d'en capter l'énergie, de se translater dans la direction verticale et de convertir l'énergie mécanique de translation en énergie électrique. Il est constitué :

- d'un cylindre qui sera immergé au sein de l'écoulement,
- d'un guidage lui permettant de translater dans une direction verticale,
- d'un système de conversion électro-mécanique permettant de convertir une partie de l'énergie mécanique de translation en énergie électrique,
- d'un système de contrôle-commande permettant de piloter le système de conversion.

Le cylindre immergé, maintenu par une structure métallique, est donc soumis à un écoulement de vitesse moyenne u_∞ dans la direction \vec{x} . La figure 4.2 représente les blocs cylindre – structure oscillante et le système électromécanique composé d'une génératrice et d'un système poulie-courroie.

Le cylindre (*a*) est maintenu par une structure métallique (*b*) qui est elle-même guidée en translation par le dispositif (*c*) dans la direction \vec{z} . Une génératrice (*d*) récupère l'énergie mécanique de translation par l'intermédiaire d'un système poulie-courroie (*e*). Lorsque le cylindre se déplace verticalement, il entraîne la structure, et par conséquent la poulie, qui provoque la rotation du rotor de la génératrice. L'efficacité du système dépendra de plusieurs facteurs :

1. Également nommé facteur de forme, ou *aspect ratio*.

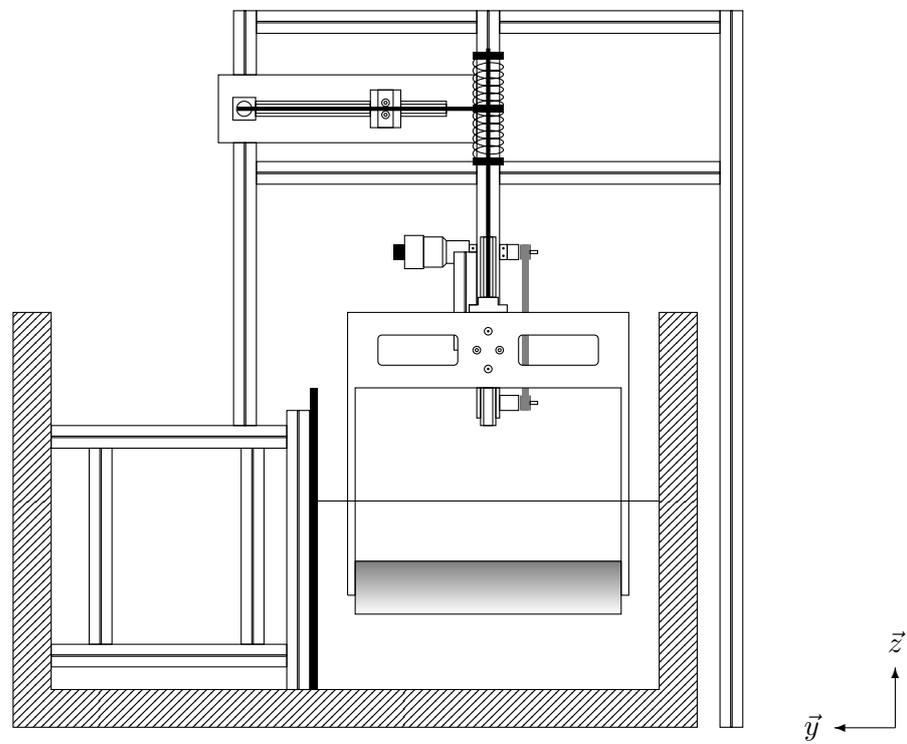


FIGURE 4.1 – Schéma du prototype installé dans le canal.

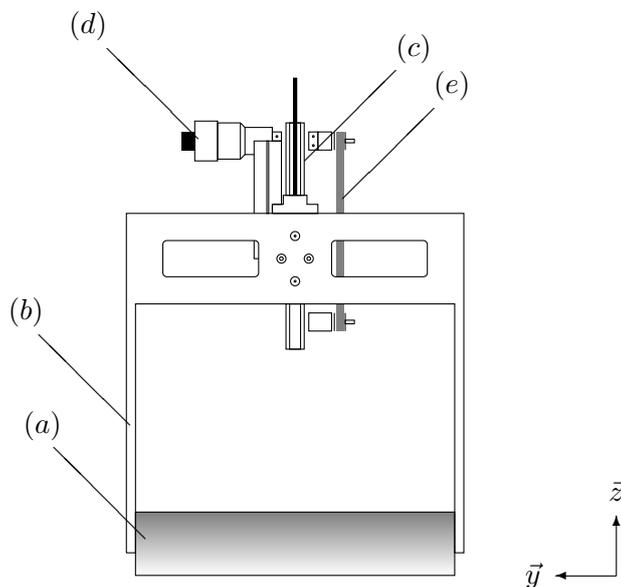


FIGURE 4.2 – Schéma des blocs cylindre – structure oscillante et du système électromécanique, composé d'une génératrice et d'un système poulie-courroie

- la forme du cylindre² immergé, son diamètre, sa rugosité qui conditionneront la qualité des tourbillons générés, et par conséquent, les efforts de portance appliqués au système oscillant ;
- le rapport raideur / masse du système masse-ressort-amortisseur qui devra permettre de garantir le bon fonctionnement dans une plage étendue de débits ;
- les dissipations par frottement dans les parties mécaniques ;
- le choix des paramètres de récupération d'énergie.

L'efficacité du système dépendra donc dans un premier temps de la qualité de conversion de l'énergie hydraulique en énergie mécanique. Cet aspect est assuré par le phénomène des VIV. Nous avons vu précédemment que pour maximiser l'énergie mécanique de translation, il faut remplir deux conditions : augmenter le coefficient de portance, et approcher la fréquence mécanique du système de la fréquence de lâchers de tourbillons.

4.2.2 Adaptation du disposition à la récupération de l'énergie cinétique diffuse

La première phase du dimensionnement consiste à choisir la géométrie optimale pour récupérer l'énergie cinétique du fluide. De nombreuses études expérimentales ont démontré que les cylindres de forme circulaire permettaient d'atteindre des ratios d'amplitude z^* plus importants que les autres géométries [51]. Il a également été démontré que de nombreux leviers sont possibles pour optimiser la formation de

². Si l'on définit un cylindre comme étant l'extrusion d'une section quelconque dans une direction, il peut tout à fait ne pas être cylindrique.

tourbillons au droit d'un cylindre selon différents modes opératoires. On citera : l'ajout d'une bande rugueuse au niveau de la zone de décollement de la couche limite, la tronçonnure du cylindre à l'aval, l'ajout d'un axe de liberté en rotation autour de l'axe du cylindre, etc.

D'un point de vue pratique, et dans l'optique d'une phase d'industrialisation de l'hydrolienne, il est également plus simple et moins coûteux d'utiliser des géométries cylindriques simples — les tuyaux rigides utilisés pour la canalisation des eaux, par exemple, sont disponibles en grande quantité pour le diamètre nominal et la longueur souhaitée à moindre coût. C'est dans cette optique que s'est porté le choix d'utiliser un cylindre rigide et lisse en PVC.

L'immersion de ce cylindre dans l'écoulement induira donc l'apparition cyclique de tourbillons et des forces de portance et de traînée dont les coefficients $C_L(t)$ et $C_D(t)$ dépendent directement du nombre de Reynolds. La récupération d'énergie se faisant ici par l'intermédiaire de la portance, il est important de maximiser cette dernière. Aussi Zdravkovich a-t-il démontré qu'il existe une gamme de Re pour laquelle l'amplitude moyenne du coefficient de portance C_L subi par un cylindre circulaire immergé dans un écoulement admet un maximum constant [85]. Nous avons vu dans le chapitre d'introduction que celle-ci correspond à des valeurs allant de $Re = 10^4$ à $Re = 10^5$.

On rappelle l'expression du nombre de Reynolds Re :

$$Re = \frac{u_\infty D}{\nu} \quad (4.1)$$

avec ν la viscosité cinématique de l'eau, u_∞ la vitesse de l'écoulement et D le diamètre du cylindre.

Le dispositif étudié devra être capable de récupérer l'énergie des courants à faible vitesse (inférieure à 2 m/s). Deux canaux mis à disposition par le laboratoire ICube, qui seront présentés plus loin, permettent d'atteindre des débits d'entrée allant jusqu'à 700 m³/h. Avec une largeur de 0.6 m, la vitesse débitante moyenne à l'amont du cylindre sera d'environ 1 m/s pour une hauteur d'eau minimale de fonctionnement de 30 cm³. Le choix du diamètre du cylindre se fera donc en fonction de la gamme de vitesse disponible dans le canal. Puisque la vitesse maximale est égale à 1 m/s pour 30 cm de hauteur d'eau, il convient de l'associer à la valeur maximale atteignable du nombre de Reynolds, à savoir 10⁵ pour continuer à bénéficier d'un C_L important. En utilisant l'équation 4.1, il vient que le diamètre minimal doit être aux environs de 0,1 m.

Pour des raisons pratiques, à savoir la disponibilité au laboratoire de tubes de diamètre nominal intérieur 100 mm et d'une épaisseur de 10 mm, le diamètre du cylindre sera de 0,11 m. En théorie, ce diamètre permet de balayer des vitesses d'écoulement comprises entre 0,1 et 1,0 m/s et de garantir un coefficient de portance important.

3. Cette valeur est prise arbitrairement en estimant un cylindre de diamètre 10 cm et des amplitudes d'oscillation de l'ordre d'un diamètre.

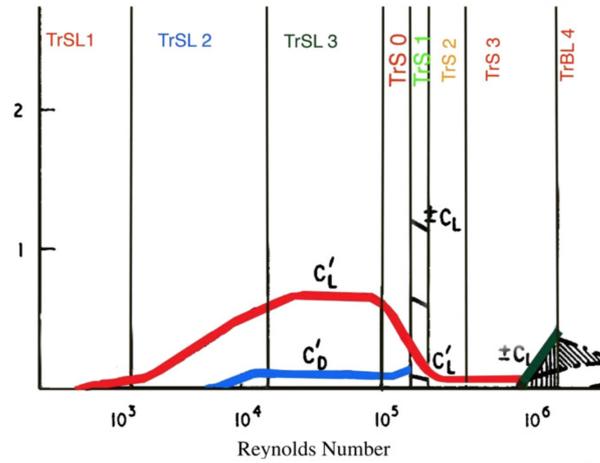


FIGURE 4.3 – Coefficients de portance et de traînée *rms* en fonction du nombre de Reynolds [85].

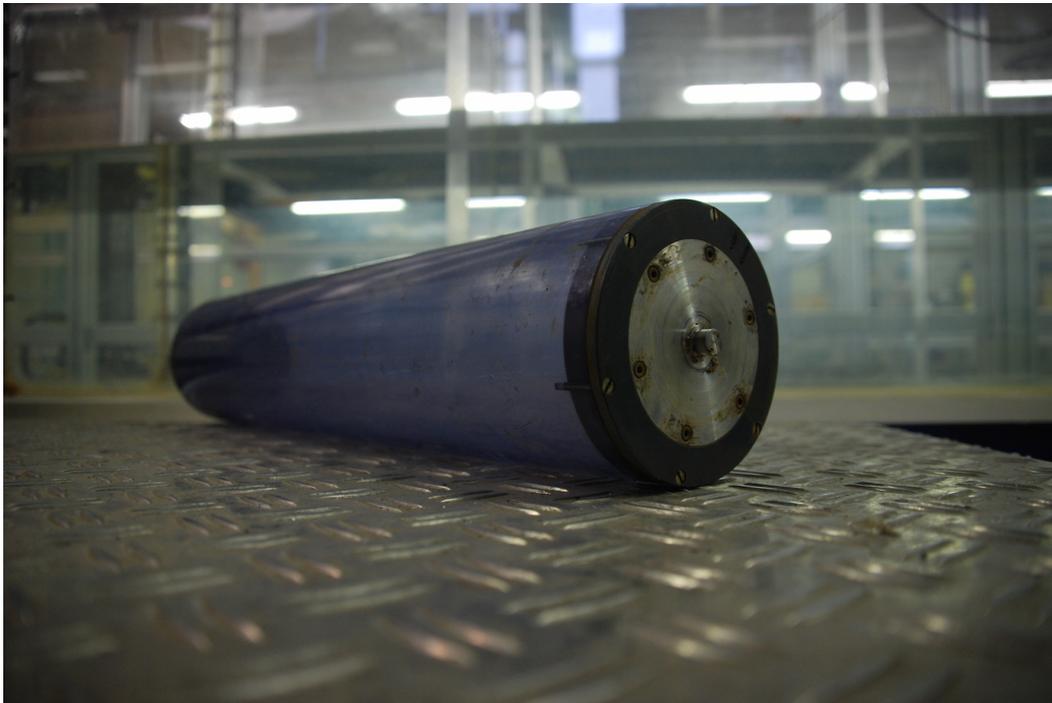


FIGURE 4.4 – Cylindre utilisé pour le dispositif expérimental.

Le rapport d'aspect est défini par le rapport entre la largeur et le diamètre du cylindre. Il est reconnu qu'un faible rapport d'aspect (inférieur à 10) impacte fortement la formation de tourbillons et l'effort de portance résultant. En effet, la formation de tourbillons résiduels aux bords du cylindre interagit fortement avec le développement des tourbillons dans la zone utile du cylindre, et ce d'autant plus que cette zone utile est de taille restreinte comparativement au diamètre du cylindre.

De la même manière que pour le choix du diamètre, la longueur du cylindre sera déterminée par les limitations du canal mis à disposition. Ce milieu confiné constitue en outre un bon exemple du type d'application envisagé à terme pour le dispositif, et l'étude de l'aspect tri-dimensionnel de l'écoulement à proximité des parois du cylindre est essentiel. Puisque la largeur du canal est de 60 cm, et pour laisser un entrefer de 5 cm de chaque côté du dispositif⁴, la longueur du cylindre sera fixée à 50 cm, ce qui lui confère un aspect ratio proche de 5. Rahman et Thiagarajan ont mené des essais sur des cylindres rigides de facteurs de forme allant de 0.5 à 13 et sur une plage de nombre de Reynolds comparable à celle de notre étude ($7.5 \times 10^3 < Re < 2 \times 10^5$) [1]. Leur étude montre que les effets de ce paramètre sur l'amplitude maximale des oscillations s'estompe à partir de $L/D = 6$ (figure 4.5). L'utilisation d'un facteur de forme de 5 ne garantirait donc pas d'atteindre les performances optimales, mais permettrait néanmoins de parvenir à une efficacité acceptable.

Enfin, le cylindre est guidé en rotation autour de son axe de révolution par l'intermédiaire de deux roulements. Ces derniers sont placés entre les deux bras en acier (b) à chaque extrémité du cylindre.

4.2.3 Conversion de l'énergie hydraulique en énergie mécanique

Deux paramètres interviennent de façon importante dans la mise en mouvement d'un objet par *VIV*. Le nombre de Strouhal St , et la vitesse réduite u_∞^* .

En considérant dans un premier temps que le cylindre est immobile, la fréquence de formation des tourbillons f_v sera égale à la fréquence de Strouhal f_s . On rappelle que cette dernière peut être définie par la formule suivante :

$$St = \frac{f_s D}{u_\infty} \quad (4.2)$$

avec St le nombre de Strouhal égal à 0,2 pour $Re = 10^5$ [13, 2, 52] et f_s la fréquence de Strouhal. De nombreuses études publiées dans la littérature utilisent la notion de vitesse réduite, ici notée u_∞^* , dont l'expression introduite dans le premier chapitre (équation 1.4) est rappelée ici :

$$u_\infty^* = \frac{u_\infty}{f_{osc} D} \quad (4.3)$$

Des essais menés par Feng [34] mettent en avant une plage de vitesses réduites pour laquelle un cylindre à un degré de liberté en translation se met à osciller à une

4. Il faut que l'entrefer ne soit ni trop grand, ce qui provoquerait l'apparition d'effets de contournement, ni trop réduit pour éviter d'éventuelles interférences avec les parois.

fréquence proche de la fréquence d'apparition des tourbillons (figure 4.6). Cette plage de vitesses réduites, comprise entre 5 et 7, correspond ainsi au *lock-in*, ou synchronisation, qui se distingue de la résonance en cela que les fréquences de formation des tourbillons et d'oscillation ne doivent pas nécessairement être égales pour atteindre le maximum d'amplitude. Cette étude illustre l'importance d'approcher la fréquence des oscillations du système oscillant de la fréquence de lâchers de tourbillons.

La structure métallique de notre dispositif subit une action mécanique de rappel induite par un ressort de raideur équivalente k_{eq} . Le cylindre et sa structure de maintien sont donc assimilables à un système masse-ressort-amortisseur capable d'osciller dans la direction \vec{z} . Comme nous l'avons vu dans les chapitres précédents, puisque la formation des tourbillons provoque une dissymétrie du champ de pression sur la surface du cylindre, cela induit un effort de portance tendant à mettre le cylindre en mouvement perpendiculairement à l'écoulement. Lorsque la fréquence propre du système dans l'eau $f_{o,eau}$ s'approche de la fréquence de lâchers de tourbillons f_v , l'amplitude de ses oscillations tend à augmenter et l'on parle de synchronisation.

On définit la fréquence propre du système mécanique immergé $f_{o,eau}$ par l'équation suivante :

$$f_{o,eau} = \frac{1}{2\pi} \times \sqrt{\frac{k_{eq}}{m_{eq} + m_a}} \quad (4.4)$$

avec k_{eq} la raideur équivalente des deux ressorts, m_{eq} la masse équivalente en translation verticale, $m_a = C_a \cdot \rho_f \cdot V_{cyl}$ la masse ajoutée où ρ_f correspond à la masse volumique du fluide, C_a un facteur empirique [66] et V_{cyl} le volume du cylindre immergé.

La valeur du coefficient empirique C_a dépend de l'amplitude des oscillations et se situe entre 0,5 et 2. Nous le considérerons néanmoins égal à 1,5, et ce quelle que soit l'amplitude des oscillations auxquelles le cylindre sera soumis. Enfin, le ratio de masse m^* est donné par la formule suivante :

$$m^* = \frac{m_{eq}}{m_a} \quad (4.5)$$

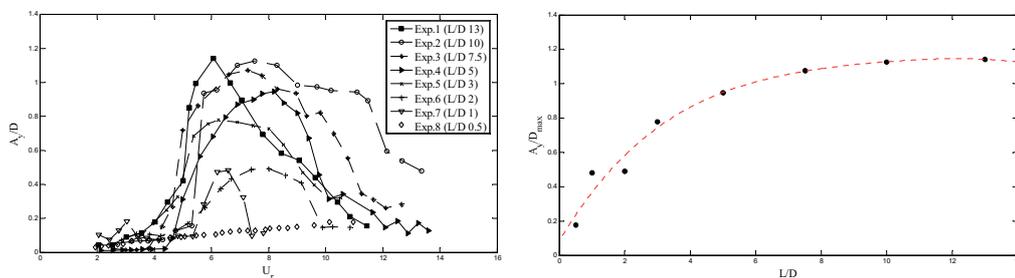
On peut noter que si la masse équivalente du système en translation est importante devant la masse ajoutée, la fréquence propre du système se rapproche de l'expression

$$f_{o,air} = \frac{1}{2\pi} \times \sqrt{\frac{k_{eq}}{m_{eq}}} \quad (4.6)$$

qui correspond à la fréquence propre du système dans l'air, où la masse ajoutée est négligeable compte-tenu de la masse volumique de l'air⁵.

Pour amplifier le mouvement, il est nécessaire d'approcher la fréquence propre du système oscillant de la fréquence de lâchers de tourbillons. Il convient donc de

5. Environ 1.29 km/m^3 pour de l'air sec à 0°C et à pression atmosphérique normale.



(a) Amplitude d'oscillation adimensionnée par le diamètre en fonction de la vitesse réduite pour des cylindres fixes de facteur de forme différents. (b) Amplitude maximale des oscillations pour chaque facteur de forme de cylindres rigides.

FIGURE 4.5 – Effet du facteur de forme d'un cylindre circulaire rigide sur l'amplitude maximale de ses oscillations ($7.5 \times 10^3 < Re < 2 \times 10^5$) [1].

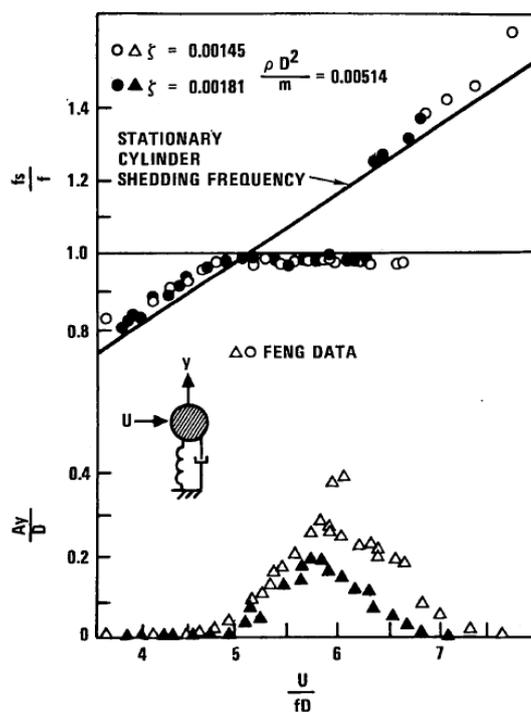


FIGURE 4.6 – Amplitude et fréquence des oscillations d'un cylindre sujet aux VIV assimilable à un système masse-ressort-amortisseur linéaire [34].

dimensionner correctement les paramètres mécaniques du système. Ces derniers correspondent à la masse m_{eq} et à la raideur équivalente du ressort k_s . De même, il sera important de caractériser le coefficient d'amortissement C_s , qui a lui aussi un impact sur la fréquence d'oscillation du système.

Pour permettre l'ajustement de la raideur du ressort en fonction de la vitesse d'écoulement, l'utilisation en série d'un ressort hélicoïdal et d'un ressort à lame est privilégié. D'autres technologies sont possibles, tels que l'utilisation d'un dispositif reposant sur la compression d'un gaz, ou à l'utilisation d'un moteur contrôlé en temps réel reproduisant le comportement du ressort.

La figure 4.7 représente ces deux ressorts en série. L'ensemble "ressort à lame" est constitué :

- (a) d'une lame en acier d'épaisseur 6 mm, de profondeur 20 mm et de longueur maximale de 625 mm ;
- (b) d'une attache pouvant pivoter autour de la direction \vec{x} ;
- (c) d'un chariot pouvant se translater dans la direction \vec{y} , comportant deux roulements sur lesquels vient s'appuyer la lame déformable.

Deux ressorts hélicoïdaux de raideur k_2 sont représentés par les éléments (d) et (d') sur le schéma.

La masse des éléments en translation, constitués de (a) et (b) de la figure 4.2, ainsi que de la tige rattachée à l'ensemble de ressorts, a été mesurée à 5.8 ± 0.01 kg.

Les essais s'effectueront avec une gamme de vitesses moyennes à l'amont du cylindre comprises entre 0.5 et 1 m/s. Une hauteur d'eau de 0.30 cm sera imposée au niveau du cylindre. Le ratio entre la section mouillée à l'amont du cylindre et la section mouillée dans le plan du cylindre sera, compte tenu des dimensions du canal et du cylindre, aux alentours de 30%. Cela implique une augmentation de la vitesse débitante au droit du cylindre

$$u = u_\infty \frac{S_\infty}{S_\infty - S_{cyl.}} \quad (4.7)$$

avec u la vitesse débitante, S_∞ la section mouillée à l'amont du cylindre et $S_{cyl.}$ la surface projetée du cylindre.

Par conséquent, la vitesse débitante u au droit du cylindre sera au minimum de 0,71 m/s, et au maximum de 1,43 m/s. Les fréquences de lâchers de tourbillons estimées sont respectivement de 1,3 et de 2,6 Hz, ce qui, d'après l'équation 4.4, nous amène à un dimensionnement de k_{eq} compris entre 840 et 3370 N/m.

Le ressort à lame, dans la configuration présente, peut être modélisé par une poutre à deux appuis. La figure 4.8 représente un tel système, où le point A correspond à l'attache (b) de la figure 4.7, B au chariot (c), et le point d'application de l'effort au point d'attache entre le ressort à lame et le ressort hélicoïdal (d). De ce fait, et en considérant une déformation dans le domaine élastique du matériau, l'application d'un effort F à son extrémité induira un déplacement f_c qui peut s'exprimer sous la forme

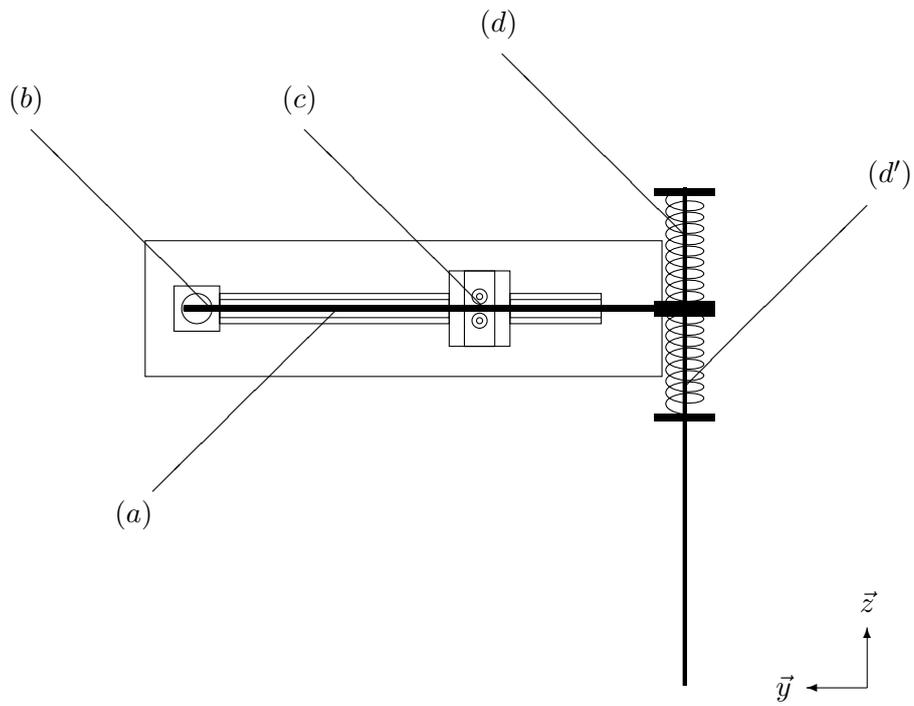
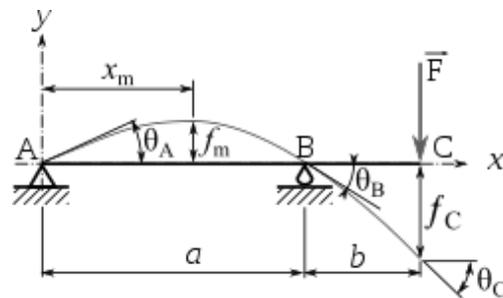


FIGURE 4.7 – Schéma représentant les deux ressorts en série.

FIGURE 4.8 – Poutre à deux appuis avec effort F concentré en porte-à-faux.

$$f_c = \frac{F}{3EI_{g_z}}(x(L-x)^2 + (L-x)^3) \quad (4.8)$$

avec E le module d'Young du matériau, x la distance entre les points A et B sur la figure 4.8, qui correspond à la position du chariot, L la distance entre le point A et le point d'application de la force F . I_{g_z} est le moment quadratique autour de \vec{z} , et se calcule à partir de l'épaisseur h de la lame et de sa profondeur b :

$$I_{g_z} = \frac{1}{12}h^3b \quad (4.9)$$

Par conséquent, puisque par définition la raideur (notée k_1) est égale au rapport entre l'effort et le déplacement (F/f_c), on exprime la raideur du ressort à lame au point d'application de l'effort et en fonction de la position du chariot x

$$k_1 = \frac{3EI_{g_z}}{x(L-x)^2 + (L-x)^3} \quad (4.10)$$

Les deux ressorts hélicoïdaux sont en parallèle. On exprime $k_{2_{eq}}$ leur raideur équivalente comme étant la somme de leurs raideurs respectives.

$$k_{2_{eq}} = 2k_2 \quad (4.11)$$

avec k_2 la raideur d'un seul ressort hélicoïdal, égale à 1815 Nm . Puisque le ressort à lame et l'ensemble formé par les deux ressorts hélicoïdaux sont montés en série, il convient d'exprimer la raideur équivalente k_{eq} de la manière suivante :

$$\frac{1}{k_{eq}} = \frac{1}{k_1} + \frac{1}{k_{2_{eq}}} \quad (4.12)$$

d'où

$$k_{eq} = \frac{k_1 k_{2_{eq}}}{k_1 + k_{2_{eq}}} \quad (4.13)$$

On en déduit l'expression de la raideur équivalente en fonction de la position du chariot.

$$k_{eq} = \frac{k_{2_{eq}}}{1 + \frac{k_{2_{eq}}}{3EI_{g_z}}(x(L-x)^2 + (L-x)^3)} \quad (4.14)$$

Du fait des dimensions du chariot, la position du curseur est limitée à un intervalle compris entre 65 et 575 mm . Les raideurs équivalentes théoriques correspondantes sont respectivement de 840 et de 3500 Nm . La figure 4.9 présente l'évolution de cette raideur équivalente théorique en fonction de la position du curseur.

Outre le dimensionnement des ressorts pour faire coïncider la raideur équivalente avec la plage désirée, cette expression servira par la suite à adapter la raideur de façon automatique en fonction de la vitesse débitante.

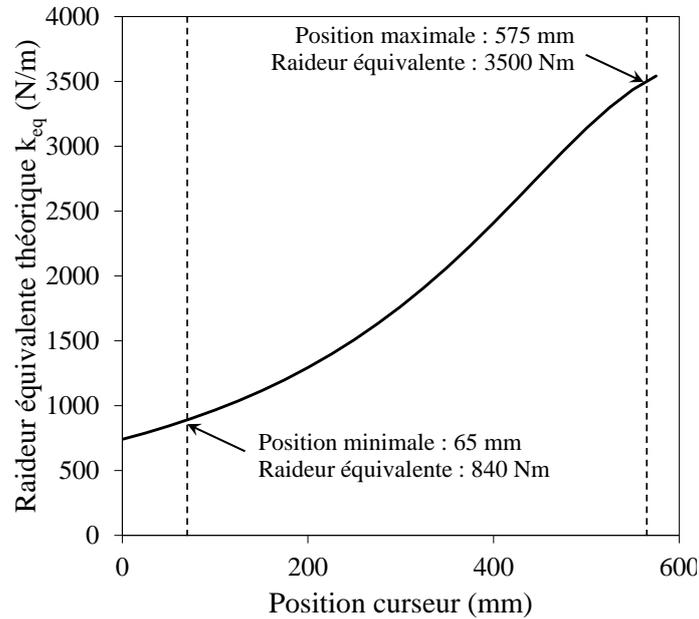


FIGURE 4.9 – Raideur équivalente théorique en fonction de la position du curseur.

4.2.4 Conversion de l'énergie mécanique en énergie électrique

Le mouvement de translation provoqué par les vibrations du cylindre est ensuite converti en énergie électrique par une génératrice. Pour ce faire, une courroie fixée au bloc en translation verticale entraîne le rotor d'une machine à courant continu. Cette dernière impose un couple résistant qui permet la conversion de l'énergie mécanique en énergie électrique.

4.2.4.1 Système de conversion électromécanique

Principe général Lorsqu'un élément conducteur en forme de spire est parcouru par un courant I et qu'il est placé dans un champ magnétique, il est soumis à des forces de Laplace, qui créent un couple de rotation et font tourner la spire sur son axe. Inversement, si ce même élément conducteur est mis en rotation par une force extérieure, il va induire un couple de rotation du fait des forces de Laplace et générer un courant. On parle de fonctionnement générateur.

Fonctionnement moteur Le rotor du moteur, qui constitue la partie tournante, se constitue d'un noyau métallique avec un bobinage de cuivre. Le stator, partie fixe, comporte quant à elle des aimants permanents qui génèrent un champ magnétique dont le flux, constant, traverse le rotor. Le schéma équivalent du moteur à courant continu est représenté en figure 4.10. On en déduit l'équation suivante :

$$U_{alim.} = R.I + E_{fem} \quad (4.15)$$

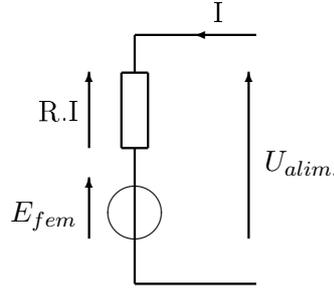


FIGURE 4.10 – Schéma électrique équivalent du moteur à courant continu.

avec $U_{alim.}$ la tension d'alimentation du moteur (en V), I le courant consommé par le moteur (en A), E_{fem} la force électromotrice (fem) en (V) et R la résistance interne du bobinage (en Ohm). La tension fem s'exprime comme étant le produit de la vitesse angulaire du rotor Ω par la constante de fem k_e

$$E_{fem} = k_e \Omega \quad (4.16)$$

avec Ω en rad/s et k_e en $V/(rad/s)$. De même, il est possible d'exprimer le couple électromagnétique C_{em} , proportionnel au courant I

$$C_{em} = k_c I \quad (4.17)$$

avec k_c la constante de couple, qui s'exprime en Nm/A .

Fonctionnement générateur En fonctionnement générateur, ce n'est plus le moteur qui, par l'apport d'un courant, induit un couple, mais un couple qui induit un courant. Dans ce cas, le courant I devient négatif et l'énergie est fournie par la machine à courant continu. Dans notre cas de figure, la génératrice sera pilotée avec une consigne de courant.

4.2.4.2 Choix des caractéristiques de la génératrice

La courroie est entraînée par la partie oscillante du système et entraîne l'arbre de la génératrice par l'intermédiaire d'une poulie crantée de rayon r_p . C'est par l'intermédiaire du couple électromagnétique C_{em} , que l'on notera $C_g(t)$, que l'énergie de translation est récupérée. On rappelle la relation entre la force F_g appliquée par la génératrice sur le cylindre et le couple électromagnétique C_g :

$$C_g(t) = F_g(t) r_p \quad (4.18)$$

On rappelle également la loi de récupération d'énergie utilisée dans les chapitres précédents :

$$\begin{cases} F_g(t) = \pm k_p |\dot{z}(t)|^{n_p} & \text{pour } |\dot{z}(t)| > v_{th}. \\ F_g(t) = 0 & \text{pour } |\dot{z}(t)| \leq v_{th}. \end{cases} \quad (4.19)$$

Paramètres	Valeurs	
Couple nominal	27	Ncm
Vitesse maximale	1600	rpm
Tension d'alimentation	24	V
Puissance nominale	30	W
Couple de décrochage	12	Nm
Diamètre de l'arbre	6	mm

TABLE 4.1 – Fiche technique du servo-moteur utilisé pour servir de génératrice.

F_g est donc issue des forces électromagnétiques induites par la régulation de courant dans la génératrice.

Le dimensionnement du moteur passe par une estimation du couple maximal nécessaire. Lee et Bernitsas ont effectué des essais expérimentaux pour le projet VIVACE. De nombreuses configurations ont été testées [49], et l'étude met en avant les paramètres ayant amené les résultats optimaux pour un écoulement de 1 m/s :

- le coefficient d'amortissement $\xi = 0.16$
- l'amplitude des oscillations $z^* = 1$
- la fréquence des lâchers de tourbillons (pulsation $\omega_v = 11 \text{ rad/s}$)

En adaptant ces paramètres aux caractéristiques géométriques et mécaniques du dispositif en cours de dimensionnement, on parvient à estimer une force maximale de $16,3 \text{ N}$, ce qui correspond à un couple maximal de 24 Ncm pour un rayon de poulie de 15 mm .

Les caractéristiques techniques du moteur choisi pour intégrer le dispositif sont disponibles dans le tableau 4.1. Ces caractéristiques sont tout à fait propices au choix d'un moteur à courant continu couplé à un hacheur quatre quadrants. En théorie, deux quadrants suffiraient, mais pour les besoins du prototype, il est nécessaire de compenser les frottements et donc d'utiliser quatre quadrants.

4.3 Contrôle-commande et mesure des champs de vitesse

Tous les éléments nécessaires à la récupération d'énergie étant installés, il ne reste plus qu'à mettre en place des outils de contrôle-commande. L'ensemble de l'électronique embarquée est représentée sur le schéma en figure 4.11. Trois contrôleurs sont embarqués dans un boîtier électrique placé au dessus du dispositif :

1. Micro-contrôleur Arduino dédié à l'alimentation du moteur pas-à-pas utilisé pour déplacer le curseur et contrôler la raideur du ressort à lame ;
 - (a) Signal de commande du moteur pas-à-pas et alimentation électrique.
 - (b) Signal tout ou rien pour butée raideur minimale, relié à un capteur de fin de course.
 - (c) Signal tout ou rien pour butée raideur maximale, relié à un capteur de fin de course.

2. Système embarqué NI myRIO-1900 de National Instrument permettant l'acquisition des données et la régulation de l'ensemble du dispositif. Ce contrôleur peut être laissé en autonomie complète (enregistrement des données par clé USB) ou en communication en temps réel avec un ordinateur relié par USB ou au réseau ;
 - (a) Consigne de courant pour boucle de régulation contrôleur ESCON (signal analogique 0-5 V).
 - (b) Consigne de déplacement du curseur pour micro-contrôleur Arduino (signal analogique 0-5 V).
 - (c) Signaux numériques du codeur incrémental.
3. Contrôleur ESCON dédié à l'alimentation du moteur à courant continu avec boucle de régulation de courant ;
 - (a) Alimentation du moteur en 24 V et courant variable selon consigne donnée par le NI myRIO-1900.

La figure 4.12 représente un modèle de comportement dynamique du système sous forme de schéma bloc. La carte myRIO traite les paramètres d'entrée pour contrôler, d'une part, la raideur du ressort par l'intermédiaire du contrôleur Arduino et d'autre part la génératrice par l'intermédiaire du contrôleur ESCON. Les forces du ressort et de la génératrice ainsi que les forces hydrodynamiques s'appliquent sur le système et ont une incidence sur sa mise en mouvement. L'encodeur reboucle le système à partir de la mesure angulaire de l'arbre de la génératrice.

4.3.1 Constituants et mise en œuvre de mesure et de contrôle

4.3.1.1 Utilisation d'un codeur incrémental

Pour parvenir à délivrer la bonne consigne de courant à la génératrice, il est nécessaire de connaître la vitesse de translation du cylindre $\dot{z}(t)$ en temps réel. Pour ce faire, deux moyens sont mis à disposition :

- un accéléromètre numérique ADXL 345, dont le signal est codé sur 13 bits et capable de mesurer l'accélération dans les trois dimensions de l'espace.
- un codeur incrémental HENGSTLER RI 32 fixé à la génératrice, capable de renseigner la position angulaire du rotor avec une précision de 4000 impulsions par tour.

Dans le premier cas, on obtient la vitesse instantanée $\dot{z}(t)$ à partir de l'intégration de la mesure de $\ddot{z}(t)$. Dans le second, il est nécessaire d'introduire une opération de dérivation. Cette méthode sera privilégiée pour la génération de la consigne de couple génératrice, car le résultat est plus précis dans ce cas. De plus, le signal fourni par l'accéléromètre est bruité.

La figure 4.3.1.1 présente le schéma de principe d'un codeur incrémental. Un disque fixé sur un arbre est divisé en segments alternativement transparents et opaques à deux positions radiales différentes (pistes A et B). Une LED émettrice est

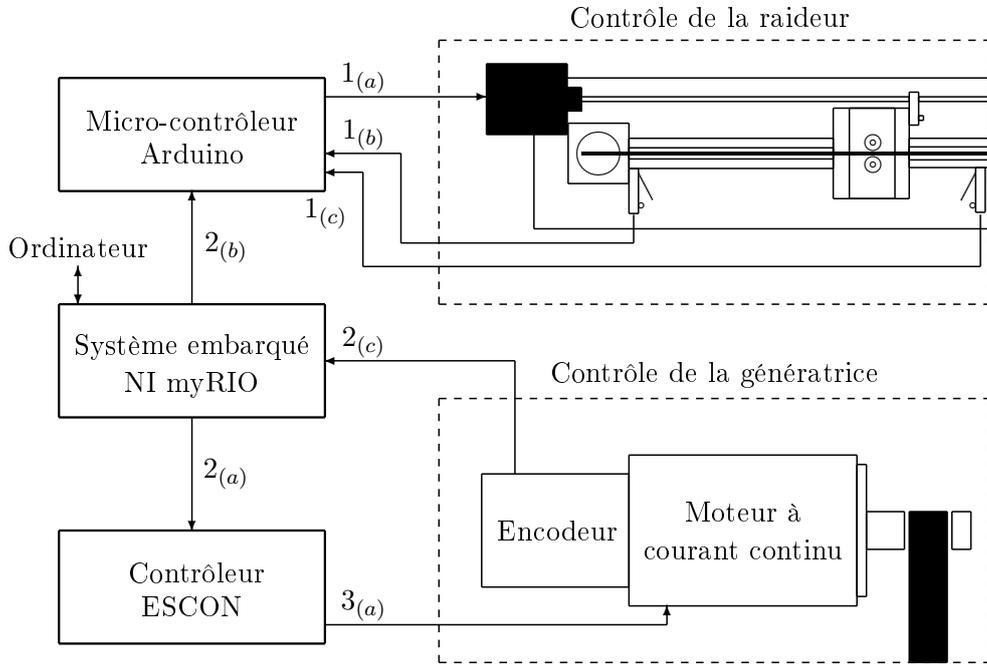


FIGURE 4.11 – Schéma global de l'électronique embarquée installée dans le prototype.

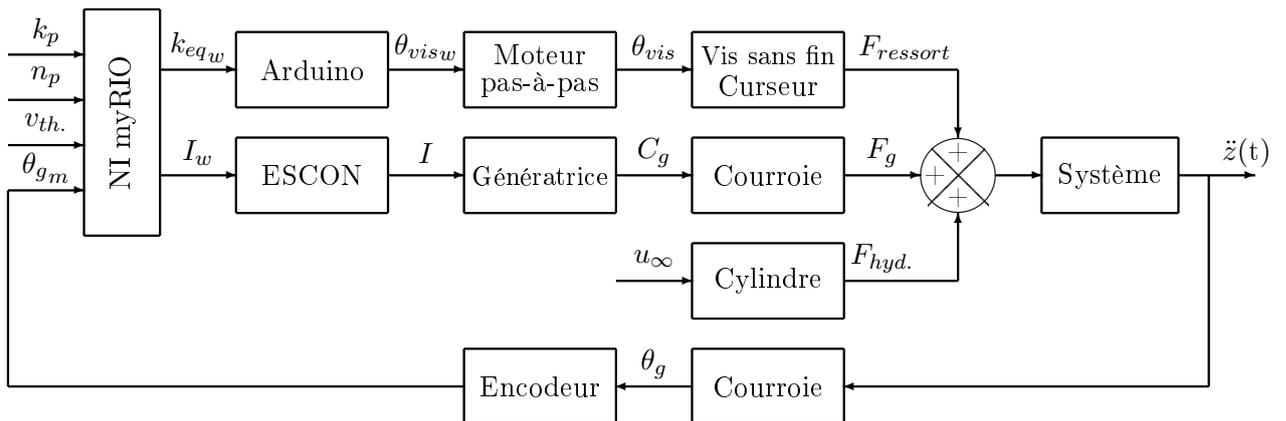


FIGURE 4.12 – Schéma bloc représentant la stratégie de contrôle-commande du système.



FIGURE 4.13 – Emplacement du boîtier électrique contenant l'ensemble de l'électronique embarquée.

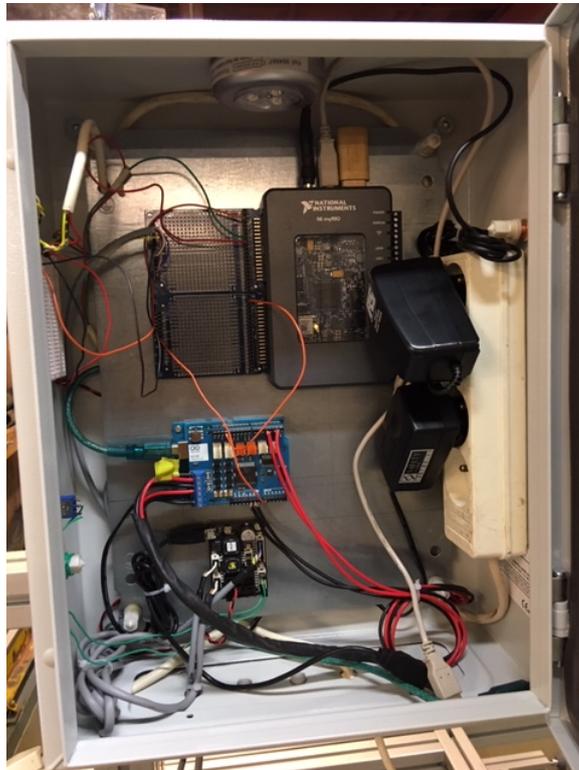


FIGURE 4.14 – Contenu du boîtier électrique avec l'alimentation et les trois systèmes embarqués (NI myRIO, ESCON et Arduino).

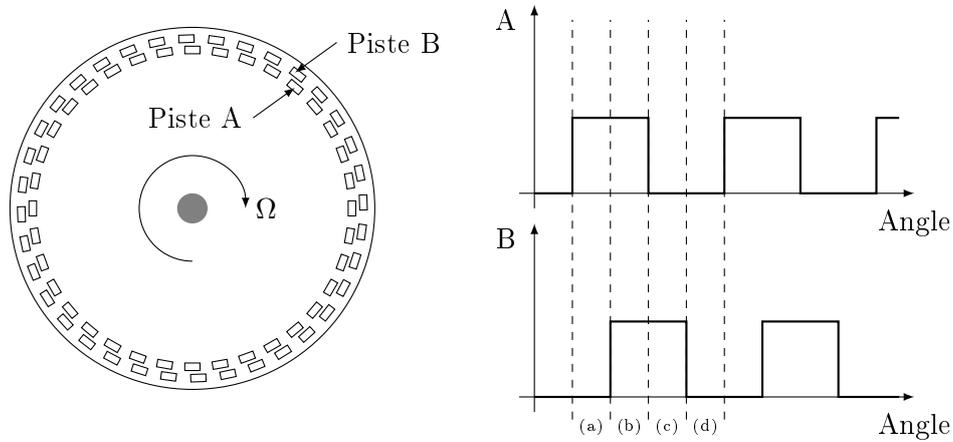


FIGURE 4.15 – Schéma de principe d'un codeur incrémentiel.

disposée d'un côté du disque, tandis que de l'autre des capteurs photosensibles sont placés à l'arrière des pistes A et B. Des transistors s'ouvrent et se ferment selon la position angulaire du disque.

Les segments des pistes A et B sont déphasés de sorte à ce que les transistors délivrent les signaux présentés à droite de la figure. Dans l'exemple exposé, les quatre phases (a), (b), (c) et (d) constituent le cycle suivant :

- (a) Le capteur photo-sensible de la piste A ouvre le transistor. Celui de la piste B est fermé.
- (b) Les deux transistors sont ouverts. Les segments se chevauchent.
- (c) Le capteur de la piste A ne détecte plus de lumière : son transistor se ferme, tandis que celui de la piste B est toujours ouvert.
- (d) Les deux transistors sont désormais fermés.

À l'issue de chaque phase, le codeur incrémente ou décrémente un compteur, selon le sens de rotation. Il délivre donc une information qui est proportionnelle à la position angulaire $\theta(t)$ du rotor. La détermination du sens de rotation est déduite de l'ordre des fronts montants successifs des signaux A et B. Pour obtenir la vitesse de rotation $\Omega(t)$, il faut donc intégrer :

$$\Omega(t) = \frac{d\theta(t)}{dt} \simeq \frac{2\pi}{N} \frac{di(t)}{dt} \quad (\text{en rad/s}) \quad (4.20)$$

avec $i(t)$ la valeur du compteur à l'instant t , N le nombre d'incréments par tour. La vitesse instantanée de translation $\dot{z}(t)$ sera donc donnée par

$$\dot{z}(t) = r_p \Omega(t) \quad (4.21)$$

avec r_p le rayon de la poulie.



FIGURE 4.16 – Système de contrôle de raideur du ressort à lame. À gauche, le moteur pas-à-pas dont le stator est relié au bâti et l'arbre à une vis sans fin. Cette dernière est reliée au chariot de réglage de la raideur du ressort à lame par l'intermédiaire d'une pièce filetée qui fait office de liaison hélicoïdale (à droite).

4.3.1.2 Utilisation d'un moteur pas-à-pas pour contrôler la raideur

Les moteurs pas-à-pas permettent de contrôler une position sans utiliser un système en boucle fermée. Leur usage est très répandu, notamment auprès du grand public pour les imprimantes et scanners, mais aussi dans des applications plus ciblées telles que la robotique, les systèmes de positionnement sur machine industrielle ou le matériel médical comme les pompes à perfusion.

Contrairement au moteur à courant continu vu précédemment, c'est ici le rotor et non le stator qui est constitué d'un aimant permanent. Le stator se compose quant à lui de bobines diamétralement opposées qui, lorsqu'elles sont traversées par un courant électrique, créent un champ magnétique qui entraîne le déplacement du rotor par les forces de Laplace. Les bobines sont successivement alimentées, et à chaque inversion de polarité le stator se déplace d'un pas. Le moteur pas-à-pas aura donc davantage de précision si le nombre de pas nécessaires à lui faire effectuer un tour complet est grand. L'utilisation d'un moteur à aimant permanent, comme c'est le cas ici, a en outre l'avantage de positionner le rotor de manière très précise, et ce même à l'arrêt.

Pour notre application, le moteur est utilisé pour mettre en rotation une vis sans fin qui entraîne, par l'intermédiaire d'un écrou, le chariot de réglage de la raideur du ressort à lame (figure 4.16).

4.3.2 Caractéristiques des contrôleurs

4.3.2.1 Le système embarqué NI myRIO

Le système NI myRIO embarque un programme développé sous LabView. Il permet d'enregistrer l'ensemble des paramètres d'entrée (consigne de raideur k_s , paramètres de contrôle de la génératrice k_p , n_p et $v_{th.}$, débit, niveau d'eau, etc.) et les mesures (accélération, position angulaire du codeur incrémental, courant réel de la génératrice), de calculer en temps réel la consigne de courant à appliquer à la génératrice à partir de la vitesse de translation (obtenue par traitement de la position angulaire du codeur) et des paramètres de contrôle et de les envoyer à la carte ESCON, de transmettre au micro-contrôleur Arduino une consigne de raideur, et d'afficher, si la carte myRIO est reliée à l'ordinateur, les données mesurées en temps réel sur une interface de contrôle.

Le programme utilise le module *real-time* développée par National Instrument. Il permet de contrôler la myRIO à une fréquence élevée et de traiter l'ensemble des opérations mentionnées plus haut sur des pas de temps inférieurs à 10 ms, condition essentielle pour garantir un contrôle de la génératrice avec un faible déphasage par rapport à la mesure de la vitesse de translation.

4.3.2.2 Micro-contrôleur Arduino

Le micro-contrôleur Arduino est constitué d'une carte de base (Arduino Uno Rev3) et d'une carte permettant le contrôle de moteurs (Arduino Motor Shield Rev3). C'est par l'intermédiaire de cette dernière qu'est alimenté et contrôlé le moteur pas-à-pas utilisé pour la raideur du ressort.

Le système embarque un programme développé en C++, disponible en annexe C. Le signal analogique délivré par le contrôleur myRIO est lu par une entrée analogique. Le signal est converti en un entier codé sur 10 bits et lu par le programme. S'il est différent de la dernière valeur de consigne mesurée, la carte modifie la position angulaire du rotor du moteur pas-à-pas. Cette rotation provoque la translation du curseur et permet l'ajustement de la raideur du ressort à lame.

4.3.3 Mesure des champs de vitesse

Les canaux à surface libre de largeur réduite et à faible hauteur d'eau constituent un des champs d'application privilégiés des hydroliennes à cylindre oscillant. Le caractère tri-dimensionnel de l'écoulement est un aspect important de l'étude. Il est, d'une part, important de bien caractériser l'apparition des tourbillons dans le sillage du cylindre, tant du point de vue de l'amplitude des variations que cela induit sur la vitesse que sur la fréquence de ses fluctuations. D'autre part, il est nécessaire de quantifier les effets des parois latérales et des effets de bords sur l'efficacité du système.

La mesure des champs de vitesse est rendue possible par un appareil développé par le laboratoire ICube, basé sur l'utilisation conjointe de transducteurs à ultrasons

et des techniques *pulse-pair* ou *Doppler*. Ces deux méthodes ont en commun l'utilisation de un ou deux transducteurs pour émettre et recevoir des signaux ultra-sonores. Ces signaux sont ensuite traités à partir des informations de fréquence, d'amplitude et de phase pour calculer la vitesse instantanée des particules présentes dans l'axe du transducteur.

4.3.3.1 Méthode *pulse pair*

La méthode est basée sur l'auto-corrélation du signal rétro-diffusé par une paire de pulses. Le transducteur émet une paire de pulses espacés temporellement de T_0 secondes. Si l'onde ultra-sonore rencontre une particule immobile, l'onde est rétro-diffusée et captée par ce même transducteur après un temps d'aller-retour égal à $2d/c$, avec c la vitesse de propagation de l'onde sonore et d la distance entre le transducteur et la particule. Le second pulse est décalé temporellement de T_0 secondes.

Si, au contraire, la particule est en mouvement, l'écho du second pulse sera décalé temporellement de $T_2 - T_1$. Cet écart temporel est mesuré à partir du maximum de la fonction d'auto-corrélation du signal. T_2 et T_1 correspondent respectivement aux temps de réception du second et du premier pulse émis, soit

$$T_2 - T_1 = T_0 + 2 \frac{\Delta d}{c} = T_0 + \Delta t \quad (4.22)$$

avec Δd le déplacement de la particule entre le premier et le second pulse. On suppose Δt nettement inférieur à T_0 . Il suffit ensuite d'exprimer la vitesse de la particule v_p comme étant le rapport entre le déplacement Δd et le temps entre deux pulses T_0

$$v_p = \frac{\Delta d}{T_0} = \frac{c \Delta t}{2 T_0} \quad (4.23)$$

On applique cette méthode d'auto-corrélation par zones du signal temporel pour obtenir un profil continu de vitesses.

4.3.3.2 Méthode Doppler

La méthode Doppler, quant à elle, est basée sur une émission de pulses à intervalles réguliers. La fréquence de pulses, notée *Pulse Repetition Frequency* (PRF), est choisie de façon à ce qu'un seul pulse soit présent simultanément dans la zone d'écoulement à étudier.

Si l'émetteur est situé à 1 m du fond du canal, il faut que le signal émis fasse l'aller-retour avant l'émission d'un second. De cette manière, il est possible de récupérer l'ensemble du signal rétro-diffusé et de localiser spatialement l'ensemble des particules émettant un écho.

L'amplitude du signal rétrodiffusé est mesurée au même instant et au même décalage temporel. Soit une fréquence d'échantillonnage égale au PRF. Si la particule

est immobile, cette amplitude restera constante car il n'existera pas de glissement en phase entre les différents échos.

Si la particule se déplace à une vitesse v_p dans la direction du faisceau ultrasonore, il y aura un glissement en phase du signal mesuré, alors appelé signal Doppler. Le signal $S_{Doppler}$ sera de la forme

$$S_{Doppler} = A_0 \cos\left(\phi_0 + \frac{2d}{c}\omega\right) \quad (4.24)$$

avec ω la pulsation de la porteuse, c'est à dire la fréquence du signal ultra-sonore émis par le transducteur, d la distance entre le capteur et la particule, ϕ_0 une phase initiale aléatoire et A_0 l'amplitude du signal rétrodiffusé.

Puisque la particule se déplace, la distance d peut s'écrire

$$d = d_0 + v_p t \quad (4.25)$$

d_0 étant la distance entre la particule et le transducteur à l'instant t_0 . En réinjectant cette relation dans 4.24, il vient

$$S_{Doppler} = A_0 \cos\left(\phi_1 + \frac{2v_p}{c}\omega t\right) \quad (4.26)$$

avec $\phi_1 = \phi_0 + 2d_0\omega/c$. Il suffit ensuite de récupérer la pulsation ω_D du signal Doppler via un traitement FFT.

$$\omega_D = \frac{2v_p}{c}\omega \quad (4.27)$$

On calcule ensuite la vitesse de la particule de la manière suivante

$$v_p = \frac{\omega_D}{\omega} \frac{c}{2} \quad (4.28)$$

La vitesse maximale v_{max} mesurable par cette méthode est appelée vitesse de Nyquist et est exprimée

$$v_{max} = 2\pi \frac{PRF c}{4\omega} \quad (4.29)$$

Cette méthode permet d'obtenir le module de la vitesse projetée dans l'axe de tir du faisceau. Le signe de la vitesse est obtenu en enregistrant deux signaux Doppler déphasés de $\pi/2$ et en effectuant une FFT complexe du signal.

Enfin, pour récupérer N points de profils, il suffit de répéter cette opération à différents décalages temporels par rapport à l'émission des tirs.

4.3.3.3 Choix de la méthode au cas par cas

L'avantage de la méthode *pulse – pair* réside dans sa capacité à mesurer des vitesses plus élevées que pour la méthode Doppler et à s'affranchir des problèmes d'échos sur le fond ou la surface de l'eau par aller-retour. En revanche, si certaines zones de l'écoulement sont temporairement dépourvues de particules diffusantes, les

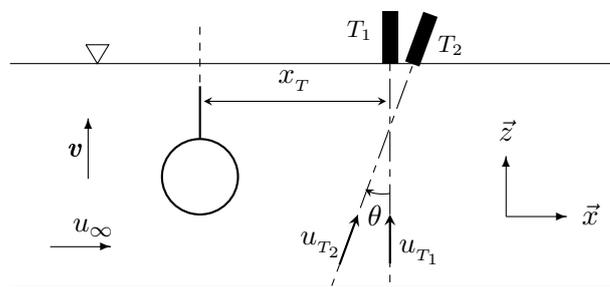


FIGURE 4.17 – Schéma de principe de la méthode de mesure des profils de vitesse. Coup dans le plan (o, \vec{x}, \vec{z}) .

profils obtenus par paire de tirs sont incomplets. Il est donc nécessaire, pour garantir un bon rapport signal à bruit, de mesurer des profils dans un milieu suffisamment chargé (bulles, particules solides, etc.).

Inversement, la méthode Doppler est plus limitée en vitesse maximale mesurable et peut être sensible à la présence d'échos mais permet d'obtenir de façon plus continue des profils de vitesse dans une eau faiblement chargée.

Concrètement, il est possible d'obtenir des profils instantanés de 100 points à une fréquence de 8 Hz avec la méthode Doppler pour une vitesse de l'ordre du mètre par seconde et une hauteur d'eau de 50 cm. Cette fréquence est suffisante pour garantir la mesure de la fréquence de lâchers de tourbillons dans nos conditions expérimentales.

4.3.3.4 Matériel et méthode de calcul

Le dispositif de mesure des profils de vitesses est composé

- d'un, ou de deux, transducteur(s) de fréquence fixe ;
- d'un châssis PXIe-1071 de National Instrument. Celui-ci dispose d'une carte mère permettant d'effectuer des calculs à haute fréquence, d'une carte d'émission et d'une carte de réception ;
- d'un ordinateur, relié au PXIe-1071, pour lire et enregistrer les données mesurées et calculées par le châssis.

Il permet par exemple un pas d'enregistrement de 8 ou 4 mm à une fréquence de respectivement 12 ou 8 Hz, avec une incertitude maximale de 3% sur la valeur mesurée en vitesse.

Afin de découpler les composantes horizontales (u) et verticales (v) des vitesses u_{T_1} et u_{T_2} mesurées par deux capteurs, on émet l'hypothèse que les vitesses des particules mesurées par les deux capteurs sont identiques. Le schéma de la figure 4.17 illustre le principe de mesure. Les composantes u et v sont obtenues en résolvant le système suivant :

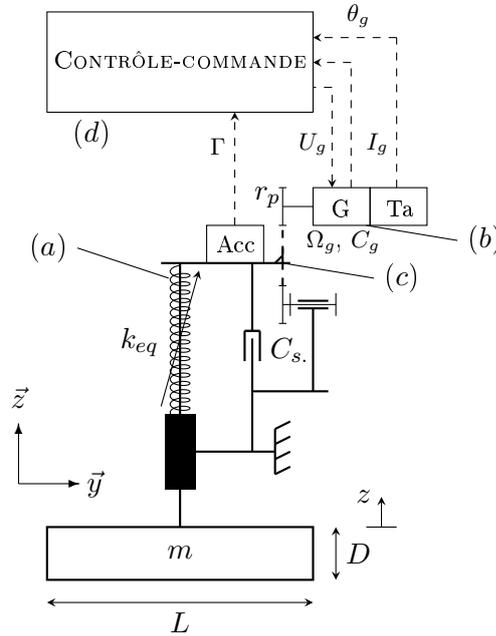


FIGURE 4.18 – Schéma représentant le système de contrôle et la partie mécanique du dispositif expérimental.

$$\begin{cases} u_{\tau_1} = v \\ u_{\tau_2} = u \sin \theta + v \cos \theta \end{cases} \quad (4.30)$$

4.4 Caractérisation du système monté

La figure 4.18 schématise les parties mécanique et électrique du système (vue 3D en figure 4.19). Elle rappelle les notations des grandeurs mesurées, des valeurs de consignes, et des paramètres physiques qui interviennent dans l'équation du mouvement.

4.4.1 Mesure du coefficient d'amortissement visqueux

Des essais expérimentaux ont donc été menés pour identifier le coefficient d'amortissement visqueux C_s . Dans le paragraphe ?? du chapitre 2, nous avons introduit un coefficient de frottement visqueux pour modéliser les pertes énergétiques dans la partie mécanique du système. Les sources de pertes identifiées concernent principalement les dispositifs de guidage et la transmission par courroie. Les essais ont montré l'importance relative des frottements visqueux sur les frottements secs ; ces derniers se traduisent par une composante constante s'opposant au mouvement. Dans la suite ne sera considéré que le terme de frottement visqueux. Après avoir appliqué un échelon de position au cylindre, sa position instantanée a été mesurée. Les

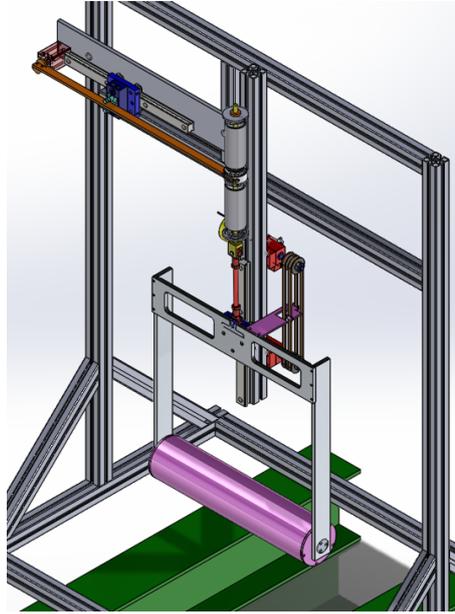


FIGURE 4.19 – Vue 3D du dispositif expérimental qui a été développé.

dépassements par rapport à la position au repos ont ainsi été extraits pour parvenir à une estimation du terme $e^{-t/\tau}$ (équation ?? du chapitre 2) et, par conséquent, du coefficient d'amortissement visqueux. L'opération est répétée plusieurs fois pour augmenter la précision de cette estimation. Les essais ont été effectués dans l'air, avec la génératrice à l'arrêt.

L'une des méthodes possibles pour quantifier le coefficient d'amortissement du système est de retrouver analytiquement l'expression de sa position instantanée. La position instantanée d'une masse d'un système faiblement amorti ($\xi < 1$) peut être représentée par l'expression suivante

$$z(t) = e^{-t/\tau} z_0 \cos(\omega t + \phi) \quad (4.31)$$

où z_0 représente la position initiale du cylindre, ω sa pulsation, ϕ sa phase et τ la constante de temps associée.

Puisque le système n'est pas entretenue, $z(t)$ tend vers 0. Il s'immobilisera d'autant plus vite que son coefficient d'amortissement visqueux est important.

$$\tau = \frac{2m}{C_s} \quad (4.32)$$

avec m la masse équivalente du système oscillant et C_s le coefficient d'amortissement visqueux.

En ne considérant que les instants t_i où $t = i\pi/\omega$, avec i un nombre entier naturel, et en posant $\phi = 0$, les positions correspondantes s'expriment

$$z_i = z_0 e^{-t_i/\tau} \quad (4.33)$$

En récupérant ces points à partir de l'enregistrement de position (4.20(a)), il est possible de les faire corrélérer avec une fonction exponentielle (figure 4.20(b)). On constate le bon taux de corrélation de la courbe expérimentale avec la décroissance exponentielle. Cela conforte l'hypothèse que les frottements secs sont négligeables devant les frottements visqueux.

En fonctionnement, le coefficient d'amortissement dépend cependant de l'effort exercé dans la direction de l'écoulement ; en effet, le cylindre subit une force de traînée qui, par effet levier, exerce un couple au niveau de la liaison glissière, entre l'ensemble oscillant et le rail. Cet effet levier a pour conséquence d'augmenter les efforts de frottements, ce qui se répercute sur le coefficient d'amortissement visqueux.

Afin de quantifier ce phénomène, l'opération présentée plus haut est effectuée en appliquant un effort dans la direction de l'écoulement. L'effort est incrémenté par pas de 3.74 N après chaque essai. La vitesse simulée $u_{sim.}$ est donc calculée de la manière suivante, à partir de l'expression de la force de traînée :

$$u_{sim.} = \frac{F_x}{\frac{1}{2}\rho_f \overline{SC_D}} \quad (4.34)$$

avec F_x l'effort appliqué dans la direction \vec{x} et $\overline{C_D}$ le coefficient de traînée moyen, supposé égal à 1.

La figure 4.21 représente l'évolution du coefficient d'amortissement visqueux, moyenné sur plusieurs essais, en fonction de la vitesse simulée. Les barres d'erreur horizontale représentent l'incertitude sur la force appliquée pour simuler la vitesse. Les barres d'erreur verticales quantifient quant à elles l'écart-type moyen sur les différents essais réalisés pour un même effort.

L'évolution du coefficient d'amortissement est globalement linéaire croissante avec une valeur initiale de 2 N/(m/s). Pour des vitesses basses (inférieures à 1 m/s), ce qui est le cas chez nous, le coefficient peut être considéré comme étant constant avec une erreur de $\pm 25\%$.

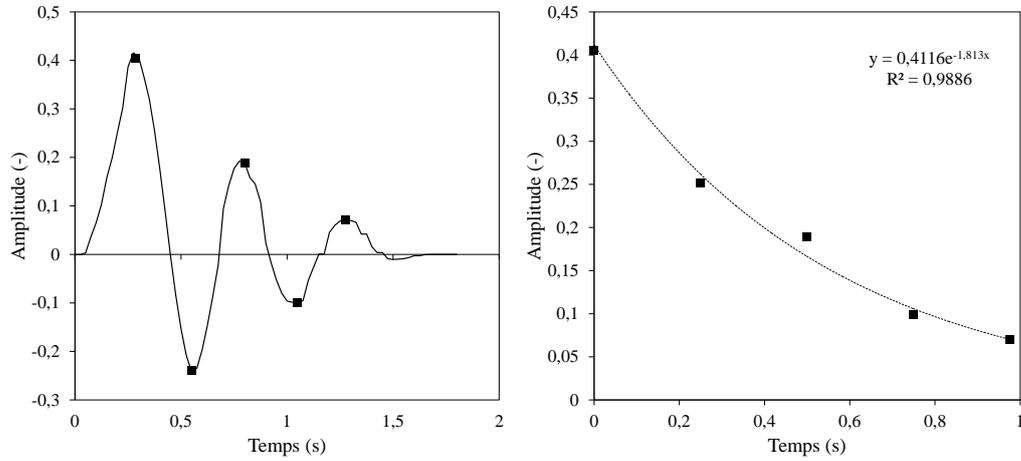
4.4.2 Mesure de la raideur équivalente du ressort

Le ressort à lame a été dimensionné de sorte à ce que la raideur soit comprise dans l'intervalle déterminé en section 4.2.3. La mesure de la raideur équivalente de l'ensemble de ressort va permettre de vérifier les résultats du modèle théorique.

Puisque la raideur d'un ressort se définit comme étant le rapport entre l'effort F_z qui lui est appliqué et son déplacement Δz dans une direction \vec{z} donnée,

$$k = \frac{F_z}{\Delta z} \quad (4.35)$$

alors en appliquant une même force F_z pour chaque position de curseur il est possible de déduire l'évolution de la raideur équivalente de l'ensemble des ressorts. Le système oscillant a été retiré du dispositif pour effectuer les essais à masse nulle. Une masse de 3,77 kg est ensuite attachée à l'extrémité du ressort hélicoïdal. Le Δz est mesuré à l'aide d'un comparateur.



(a) Mesure de la position absolue du cylindre après un échelon de 0.4 m.

(b) Modèle de décroissance exponentielle à partir des dépassements de la courbe mesurée.

FIGURE 4.20 – Mise en œuvre et exploitation des résultats de la méthode permettant de récupérer les coefficients d'amortissement du système.

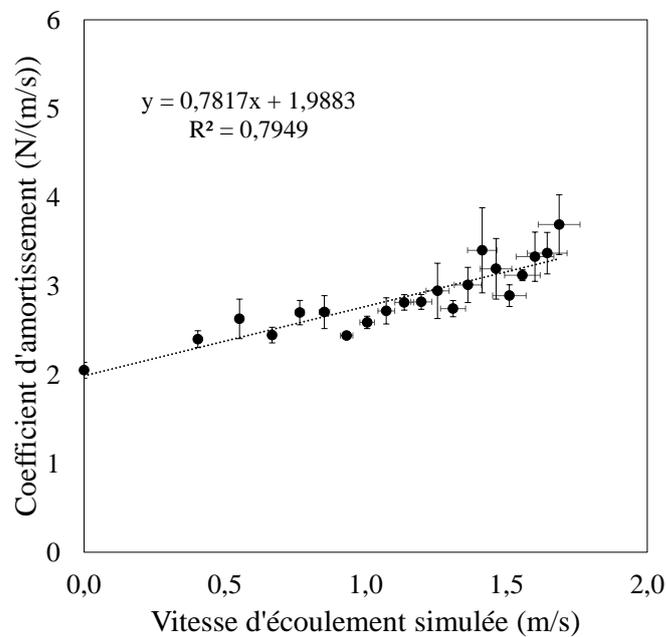


FIGURE 4.21 – Évolution du coefficient d'amortissement visqueux du système pour différentes vitesses d'écoulement simulées.

La différence de position entre le cas où la masse est attachée et le cas où elle est décrochée est mesurée pour chaque position de curseur. La figure 4.22 montre l'évolution de la raideur en fonction de la position du curseur. Les barres d'erreur verticales représentent l'incertitude de la mesure de différence de position, notée $u(\Delta z)$, propagée sur l'estimation de l'incertitude sur la raideur, notée $u(k)$:

$$u(k) = \sqrt{\left(\frac{\partial k}{\partial \Delta z}\right)^2 u(\Delta z)^2} \quad (4.36)$$

La courbe en traits pointillés représente quant à elle l'estimation faite lors du dimensionnement (équation 4.14). Si la raideur mesurée correspond effectivement à la raideur anticipée lors du dimensionnement pour les positions de curseur éloignées du ressort hélicoïdal, les mesures s'éloignent davantage de nos attentes à partir d'une position de 300 mm, avec un écart pouvant aller jusqu'à 300 N/m. Cet écart ne pénalise cependant pas les essais dans la mesure où la raideur équivalente maximale souhaitée par le dimensionnement (3000 N/m) est atteignable.

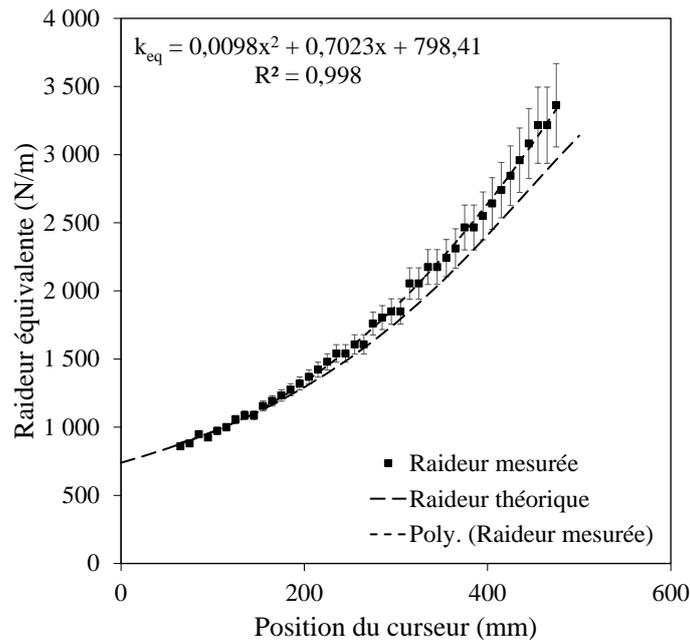


FIGURE 4.22 – Mesure de la raideur équivalente du ressort en fonction de la position du curseur.

4.5 Préparation des canaux

Les essais ont été effectués dans deux sites différents.

- les premiers essais ont été réalisés au département de mécanique des fluides du laboratoire ICube, Rue Boussingault, à Strasbourg;

Paramètres	Valeurs
Matériau des parois	Plexiglas
Largeur du canal	0,6 <i>m</i>
Débits disponibles	0 - 350 m^3/h
Hauteur d'eau maximale	0,6 <i>m</i>
Vitesses moyennes	0 - 0.5 <i>m/s</i>

TABLE 4.2 – Caractéristiques du canal à surface libre du site Rue Boussingault.

— la suite des essais s'est déroulée dans le département d'hydraulique de l'INSA de Strasbourg.

Le premier site dispose d'un canal à surface libre dont les dimensions et le débit maximal permettent de faire des essais dans les conditions pour lesquelles a été dimensionné le dispositif. Le canal de l'INSA dispose quant à lui d'un canal deux fois plus large pour un débit maximal deux fois plus important. L'idée est d'installer un rétrécissement dans ce second canal pour bénéficier de vitesses plus importante que dans le premier site.

4.5.1 Canal du site Rue Boussingault

4.5.1.1 Caractéristiques

Le site d'ICube dispose d'un canal à parois en plexiglas d'une longueur de 30 *m* pour une largeur de 0.60 *m*. Il a été dimensionné pour effectuer des études d'écoulement à surface libre et il est possible de modifier son inclinaison. Le plexiglas a pour avantage d'être transparent, ce qui permet de visualiser l'écoulement, mais également d'être lisse – la rugosité de ses parois est par conséquent particulièrement faible.

Il permet théoriquement d'atteindre un débit de 700 m^3/h , mais dans les faits celui-ci était limité à 350 m^3/s au moment des essais. Cela permet donc d'atteindre des vitesses de l'ordre de 0.5 *m/s* pour une hauteur d'eau de 30 *cm*, hauteur minimale de fonctionnement du cylindre en prenant pour hypothèse dimensionnante des amplitudes d'oscillation de l'ordre du diamètre.

Les caractéristiques du canal sont résumées dans le tableau 4.5.1.1.

4.5.1.2 Caractérisation de l'écoulement incident

Des essais ont été réalisés pour mesurer les champs de vitesse dans le canal en l'absence du cylindre afin de caractériser l'écoulement. Le but est, d'une part, de vérifier la corrélation entre la vitesse débitante et le débit de consigne de la pompe, et d'autre part, de quantifier l'intensité turbulente. Ces essais ont été réalisés à débit maximum (350 m^3/h) pour une hauteur d'eau de 31 *cm*. Puisqu'au moment des essais, l'eau était suffisamment chargée en particules fines (figure 4.24), c'est par la méthode *pulse – pair* qu'ont été réalisées les mesures des champs de vitesses (voir paragraphe 4.3.3.3).



FIGURE 4.23 – Vue du canal à surface libre du site Rue Boussingault. Au centre, le support du cylindre oscillant.



FIGURE 4.24 – Canal à surface libre du site Rue Boussingault en fonctionnement.

Deux capteurs ont été utilisés. Le premier a été placé perpendiculairement au fond du canal tandis que le second était décalé de 15 degrés par rapport au premier dans le plan de symétrie latéral (ce qui correspond respectivement aux capteurs T_1 et T_2 de la configuration schématisée en figure 4.17).

Quatre positions latérales y_T du couple de capteurs ont été choisies pour caractériser l'écoulement, à une distance $x_T = 30 \text{ cm}$ de l'endroit où seront effectués les essais du cylindre. On suppose l'écoulement latéralement symétrique — aussi les mesures seront-elles effectuées à $y_T = 3.25, 9.5, 18.5$ et 30 cm de la paroi, le dernier point correspondant au milieu du canal. La figure 4.25 donne une représentation ces différentes positions.

La figure 4.26 montre les profils moyens des vitesses dans la direction de l'écoulement (\vec{x} dans la figure 4.17) pour les quatres positions latérales, en l'absence de cylindre. Les vitesses moyennes de chaque profil sont les suivantes :

- $u_{moy.} = 0.482 \text{ m/s}$ pour $y_T = 3.25 \text{ cm}$;
- $u_{moy.} = 0.508 \text{ m/s}$ pour $y_T = 9.5 \text{ cm}$;
- $u_{moy.} = 0.525 \text{ m/s}$ pour $y_T = 18.5 \text{ cm}$;
- $u_{moy.} = 0.533 \text{ m/s}$ pour $y_T = 30 \text{ cm}$.

en supposant la vitesse à la paroi nulle ($y_T = 0 \text{ m}$) et avec l'hypothèse que l'écoulement est latéralement symétrique, on parvient à estimer un débit de $348 \pm 11 \text{ m}^3/h$ pour une largeur de 60 cm et une hauteur d'eau de $31 \pm 1 \text{ cm}$. Le débit d'entrée, réglé par la vitesse de rotation du groupe moto-pompe, correspond donc bien au débit mesuré à partir des profils de vitesse. Ces mesures mettent également en avant l'effet de la paroi sur la vitesse de l'écoulement. Le profil à $y_T = 3.25 \text{ cm}$ montre en effet un ralentissement systématique sur l'ensemble du profil, avec un décalage de vitesse d'environ 0.05 m/s presque constant par rapport à la vitesse mesurée au centre du canal.

La figure 4.27 représente quant à elle le spectre des vitesses mesurées aux différentes positions latérales sur une plage de fréquences allant de 0 à 4 Hz⁶. L'enregistrement à $y_T = 30 \text{ cm}$ servira de référence — le bruit généré par les appareils de mesure n'étant pas décorrélié des fluctuations liés à la turbulence. Cela nous permet néanmoins d'affirmer que l'intensité turbulente est inférieure à 0.6 %⁷. Si le spectre du profil à $y_T = 18.5 \text{ cm}$ est très proche de celui obtenu au centre du canal, on peut remarquer que l'intensité turbulente des deux derniers signaux est plus importante, en particulier pour des fréquences inférieures à 2 Hz. Le profil mesuré en proche-paroi atteint même des valeurs plus de deux fois supérieures à l'intensité turbulente mesurée au centre du canal, voire trois fois pour les faibles fréquences ($< 0.15 \text{ Hz}$). Les spectres restent malgré tout assez proches les uns des autres et l'amplitude des fluctuations de vitesses reste très faible relativement à la vitesse moyenne.

6. Cette plage a été choisie pour caractériser l'écoulement sur des fréquences du même ordre de grandeur que la fréquence de Strouhal.

7. Puisque l'amplitude des fluctuations de vitesses est sensiblement égale à 0.003 m/s , et que la vitesse moyenne mesurée sur le profil à $y_T = 30 \text{ cm}$ est de 0.533 m/s , on obtient bien $I = 0.003/0.533 = 0.06 \%$.

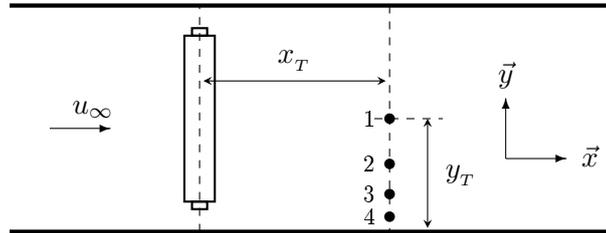


FIGURE 4.25 – Position des points de mesure des profils de vitesse dans le plan xOy (vue de haut).

4.5.2 Canal du site INSA

4.5.2.1 Caractéristiques et choix de l'instrumentation

Dimensions Le canal à surface libre disponible au laboratoire hydraulique de l'INSA dispose d'un débit maximal de $750 \text{ m}^3/h$ pour une largeur de 1,20 m (figure 4.28). Ce débit est délivré par deux pompes en parallèles capables chacune de délivrer un débit de $375 \text{ m}^3/h$. La hauteur maximale de l'eau est fixée à 0,60 m.

L'amplitude théorique des oscillations est supposée de l'ordre du diamètre. La hauteur d'eau doit donc être supérieure ou égale à trois diamètres. Dans ce cas, la vitesse débitante théorique maximale est de $0,54 \text{ m/s}$. De même, si l'on se place dans le cas extrême où la hauteur d'eau est de 0,60 m, la vitesse maximale est de $0,27 \text{ m/s}$.

Étude de l'incidence de la turbidité de l'eau sur la qualité des mesures de profilage La quantité et la taille des particules présentes dans l'eau a une incidence sur le choix de la méthode de mesure des champs de vitesse ainsi que sur les capteurs utilisés. Une mesure de profil de vitesse a donc été effectuée sans cylindre, au centre du canal, pour un débit de $375 \text{ m}^3/h$ (moitié du débit maximal) et une hauteur d'eau de 65 cm avec deux méthodes de mesures :

- un unique capteur de 2 MHz gérant à la fois l'émission des ondes et leur réception ;
- un système de deux capteurs de 4 MHz dont l'un est dédié à l'émission des ondes et l'autre à leur réception.

Puisque le débit d'entrée et la quantité de particules présentes dans l'eau sont les mêmes dans les deux cas, le fait de passer d'une configuration à l'autre permet de comparer deux mesures d'un même profil pour deux rapports signal-à-bruit différents.

Dans les deux cas, les capteurs sont inclinés de 15 degrés par rapport à l'axe perpendiculaire au fond du canal. En émettant l'hypothèse d'une vitesse verticale nulle, cela implique que la vitesse mesurée correspond à la vitesse réelle multipliée

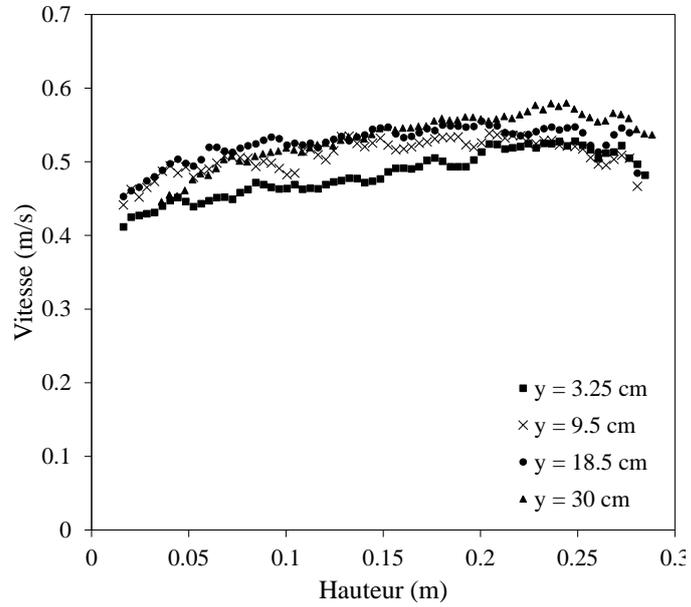


FIGURE 4.26 – Profils des vitesses moyennes horizontales pour les quatre positions latérales.

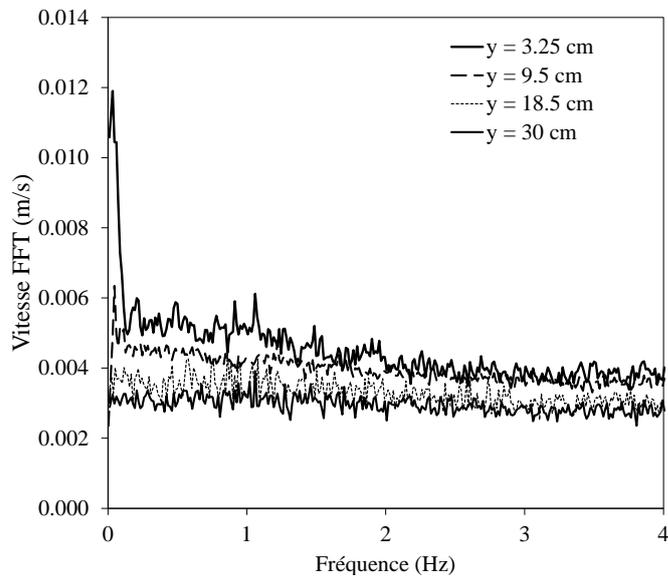


FIGURE 4.27 – Spectres des vitesses pour les quatre positions latérales, obtenus par traitement FFT.

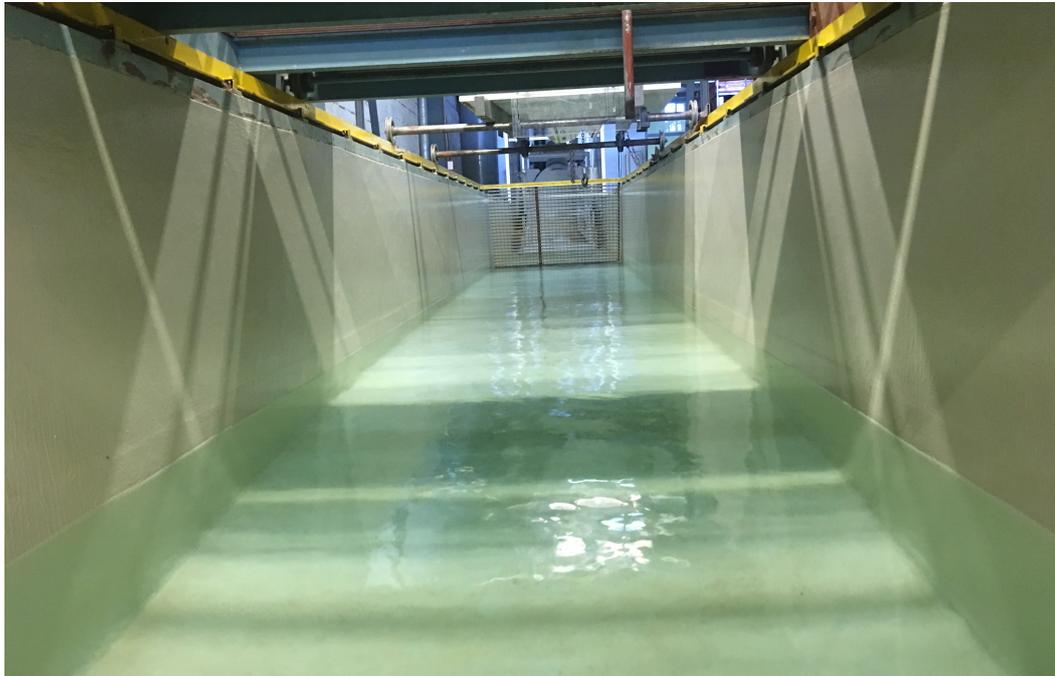


FIGURE 4.28 – Entrée du canal de l'INSA.



FIGURE 4.29 – Ouvrage de rétrécissement installé dans le canal de l'INSA.



FIGURE 4.30 – Vanne utilisée pour contrôler le niveau de l'eau.

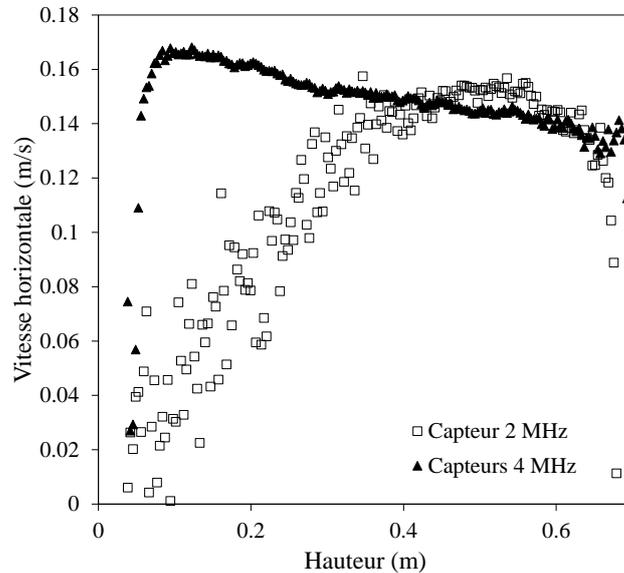


FIGURE 4.31 – Profils des vitesses dans la direction de l’écoulement pour deux configurations de capteurs différents.

par le cosinus de $90 - 15 = 75$ degrés. Les vitesses mesurées puis corrigées par ce facteur sont présentées en figure 4.31. Les deux profils sont obtenus à partir des valeurs moyennes des vitesses mesurées pendant une période d’environ 300 secondes avec un pas d’enregistrement proche de 8 Hz.

Les capteurs étant installés à une hauteur de 0.65 m par rapport au fond du canal, les points situés à gauche du graphique représentent les vitesses proches du fond. Plus la hauteur du point de mesure augmente, plus la particule est proche du faisceau du capteur, et plus la mesure est susceptible d’être précise⁸.

Le profil mesuré par le capteur 2 MHz est très éloigné de celui qui a été obtenu par le tandem de capteurs 4 MHz ; à partir d’une distance d’environ 25 cm du capteur, les vitesses sont d’autant plus sous-estimées qu’elles sont éloignées du faisceau. Dans le contexte d’une eau si peu chargée en particules, cette méthode est clairement insuffisante pour permettre l’utilisation d’un unique capteur — ce qui implique l’impossibilité de déduire les composantes de vitesses verticales et horizontales d’une même mesure⁹.

Insertion d’un rétrécissement Afin d’augmenter les vitesses maximales du canal, un ouvrage de rétrécissement permettant de ramener la largeur du canal à 0.60 m est installé (figure 4.29). Cela permet de multiplier par deux les vitesses débi-

8. Tant qu’elle ne se trouve pas dans la zone morte du capteur, c’est-à-dire la distance minimale à partir de laquelle la mesure est physiquement possible.

9. En effet, le boîtier d’acquisition est limité à l’utilisation simultanée de deux capteurs. Ces derniers peuvent soit être utilisés sur un unique faisceau pour assurer l’émission et la réception comme c’est le cas ici avec la configuration des deux capteurs 4 MHz, soit être utilisés dans des directions différentes comme dans l’exemple du schéma 4.17.

tantes maximales, et donc de les ramener à 1,08 m/s pour 30 cm et 0.54 m/s pour 60 cm.

L'angle du rétrécissement a été choisi à 7 degrés pour limiter la recirculation de l'écoulement à l'entrée de la partie rétrécie. Cet aspect sera vérifié par la suite par une mesure des profils de vitesse sur différents points latéraux.

Contrôle du niveau d'eau Le contrôle du niveau d'eau se fait actuellement à l'aide d'une vanne de fond. Pour une sortie de vanne non noyée, la vanne permet de garantir une hauteur d'eau h en fonction de l'ouverture h_v et du débit Q selon la loi suivante

$$h = \frac{1}{2g} \left(\frac{Q}{l h_v} \right)^2 \quad (4.37)$$

Le contrôle de la hauteur d'eau se fait donc en fonction du carré de la hauteur d'ouverture de la vanne.

En revanche, d'après l'équation de Poleni, les vannes fonctionnant en surverse permettent de contrôler la hauteur d'eau selon la loi suivante

$$h = h_v + \left(\frac{Q}{l \sqrt{2g}} \right)^{2/3} \quad (4.38)$$

Le contrôle de la hauteur d'eau est ici directement fonction de la hauteur d'ouverture. Les vannes de surverse seront donc à privilégier pour faciliter le contrôle de la hauteur d'eau.

L'asservissement du niveau de l'eau est envisagé pour permettre le balayage de différentes configurations. Dans un tel contexte, il est également plus intéressant de contrôler le niveau de l'eau à l'aide d'une vanne de surverse. On peut remarquer que les erreurs liés à l'incertitude des capteurs de niveau d'eau et éventuellement de la valeur de consigne seront répercutées de manière proportionnelle plutôt que quadratique sur la valeur de hauteur d'eau.

Le fonctionnement du seuil a été changé en conséquence (Figure 4.30). Cependant, si l'ensemble des éléments ont été préparés pour permettre l'automatisation, cette option n'a finalement pas été utilisée.

4.5.2.2 Caractérisation de l'écoulement au droit du rétrécissement

Une étape préalable à l'installation du dispositif dans le canal a consisté à chercher une position x_T entre la fin du rétrécissement et l'axe du cylindre à partir de laquelle les effets provoqués par l'ouvrage n'ont plus d'incidence. Le rétrécissement peut provoquer potentiellement un décrochement de la couche limite au niveau de l'angle, et par conséquent augmenter l'intensité turbulente et une dissymétrie de l'écoulement.

La présence d'un rétrécissement peut induire la présence d'écoulement latéraux en entrée du canal rétréci. Même si l'angle θ du rétrécissement, de 7 degrés, a été choisi pour éviter les effets inertiels sur l'écoulement, il est nécessaire que les vitesses

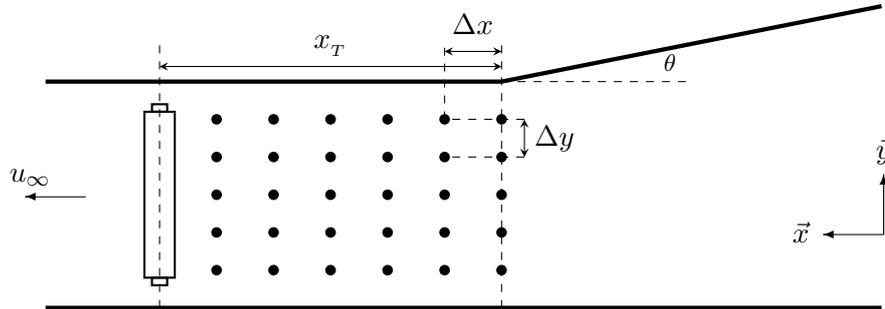


FIGURE 4.32 – Position des points de mesures utilisés pour caractériser l’effet du rétrécissement sur l’écoulement, dans le plan (o, \vec{x}, \vec{y}) (vue de haut).

soient symétriques dans la latéralité du cylindre. Pour cette raison, des mesures de profils de vitesse ont été réalisées sur différents points à l’aval du col de rétrécissement (figure 4.32). La mesure de ces 30 profils verticaux a été réalisée par pas de 5 profils d’égale distance latérale ($\Delta y = 10 \text{ cm}$) comptant chacun 6 profils séparés d’une distance longitudinale Δx égale à 15 cm .

Une configuration de deux capteurs 4 MHz a été utilisée pour mesurer les champs de vitesses ; cela implique qu’au lieu d’utiliser deux capteurs à la fois émetteurs et récepteurs, l’un est dédié à l’émission des ondes et l’autre à leur réception. Cela impose que les deux capteurs soient parallèles, et donc qu’il n’est pas possible de décorrélérer les composantes de vitesses verticales et horizontales. On supposera donc nulle la composante de vitesse verticale.

Pour quantifier la vitesse latérale, on mesure la vitesse longitudinale v_x aux différents points présentés plus haut. Puisque du fait de la conservation de la matière

$$\operatorname{div} \vec{v} = \frac{\partial v_x}{\partial x} + \frac{\partial v_y}{\partial y} + \frac{\partial v_z}{\partial z} = 0 \quad (4.39)$$

et puisque l’on suppose la vitesse verticale v_z nulle, si le débit calculé à partir de l’intégration des vitesses sur une section de passage en x_1 est plus faible que celui calculé en x_2 , cela implique que le terme $\partial v_y / \partial y$ est plus important en x_1 qu’en x_2 : il y a une vitesse d’écoulement latérale provoquée par le rétrécissement.

La figure 4.33 représente, pour chaque position longitudinale (selon \vec{x}) et en fonction de la position latérale (selon \vec{y}), le ratio entre la vitesse latérale calculée et la vitesse débitante. La section la plus éloignée de l’entrée de la section rétrécie est la moins impactée par les écoulements latéraux. En supposant que la moyenne des vitesses mesurées sur cette section correspond à la vitesse débitante, il est possible de calculer la vitesse latérale moyenne de chacun des profils.

Les effets du rétrécissement se voient nettement sur les sections à l’entrée immédiate du canal rétréci. À 20 cm de la paroi de rétrécissement, la vitesse latérale atteint 7% de la vitesse débitante. Les vitesses moyennes des profils sur une même section sont également très dépendantes de la position latérale ; l’écoulement est nettement asymétrique. Les résultats montrent également qu’à partir d’une distance de 60 cm par rapport à l’entrée du canal rétréci, l’influence du rétrécissement passe

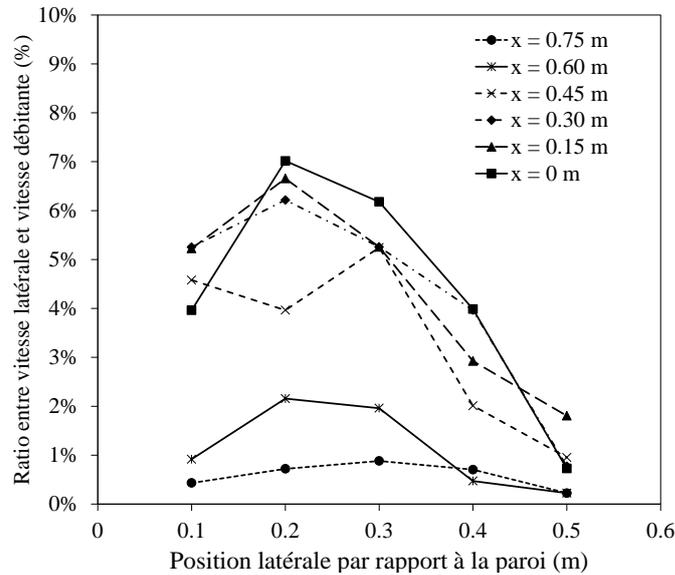


FIGURE 4.33 – Pourcentage de vitesse latérale par rapport à la vitesse débitante pour six positions longitudinales.

sous les 2% de la vitesse débitante. À partir de 75 cm, elle n'est plus que de 1% et est considérée comme négligeable. C'est à partir de cette distance que pourra être installé le cylindre, assurant ainsi un écoulement latéralement symétrique sans apparition de vitesses latérales.

L'utilisation d'un protocole identique à celui utilisé pour le canal du site rue Boussingault nous permet d'affirmer :

- que les résultats sur l'intensité turbulente sont du même ordre de grandeur que pour le premier canal, soit inférieurs à 0.6% ;
- que la lecture du débit permet de calculer la vitesse débitante avec peu d'erreur.

4.6 Résultats

4.6.1 Essais à débit constant et raideur fixée

4.6.1.1 Mesure des vitesses autour du cylindre

Le cylindre est plongé dans un écoulement de 0.5 m/s pour une hauteur d'eau de 30 cm. La distance de son axe par rapport au fond du canal est de 15 cm. Deux capteurs à ultra-sons sont disposés à une distance de 30 cm à l'aval du cylindre à différentes positions latérales y_T (figure 4.17). Les deux capteurs sont séparés d'un angle θ de 15 degrés, de sorte à découpler les vitesses horizontale et verticale. Chaque mesure de profil a été réalisée durant une période moyenne de 10 formations de tourbillons. On rappelle les caractéristiques du prototype et du canal qui entourent ces essais dans le tableau 4.6.1.1.

Paramètres	Valeurs	
Largeur du canal	0,6	m
Débit	350	m ³ .h ⁻¹
Hauteur d'eau	0.3	m
Vitesse de l'eau	0.50	m.s ⁻¹
Diamètre du cylindre	0,11	m
Largeur du cylindre	0,5	m
Raideur du ressort	840	N.m ⁻¹
Ratio des masses m^*	1,22 - 2	
Masse équivalente m_{eq}	5,8 - 9,5	kg
Ratio de blocage ^a	15 - 30	%

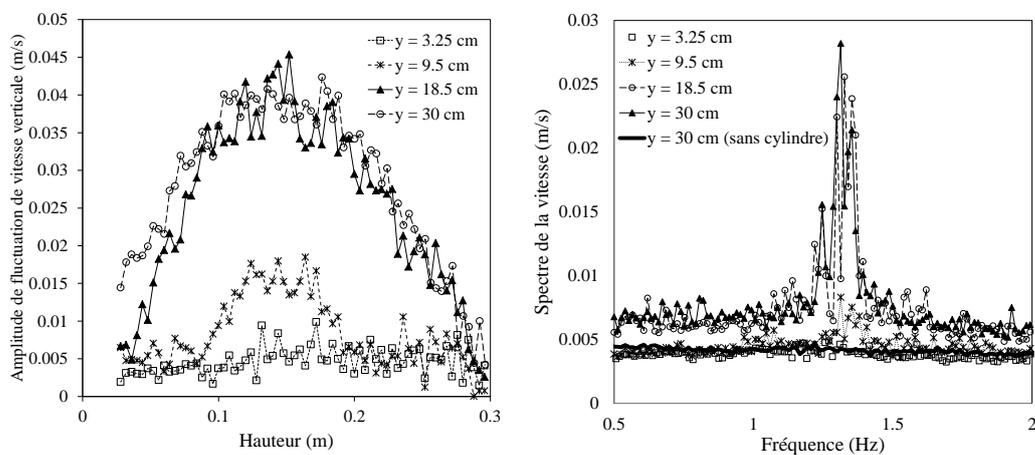
a. On définit le ratio de blocage comme étant le rapport entre la surface moyenne balayée par le cylindre lors de ses oscillations et la surface qu'occuperait l'eau dans le canal en l'absence du système. Les oscillations du cylindre occupent donc en moyenne entre 15 et 30% de la surface perpendiculaire à l'écoulement.

TABLE 4.3 – Valeurs des paramètres physiques utilisés pour les essais.

Cas du cylindre fixe Les figures 4.36, 4.37, 4.38 et 4.39 montrent les profils de vitesses moyennes pour quatre positions latérales différentes (figures de gauche, également présentées ensembles en figure 4.35). Les graphes de droite représentent les spectres des fluctuations de vitesses prises dans l'axe du cylindre (à 15 cm du fond), où l'amplitude des fluctuations est la plus importante, et sont résumées en figure 4.34(b). Ces spectres sont obtenus par traitement FFT sur l'évolution des vitesses dans le temps. Les positions latérales sont les mêmes que celles utilisées pour caractériser l'écoulement dans le canal ($y_T = 30, 18.5, 9.5$ et 3.25 cm). Ces résultats permettent d'appréhender les effets de la latéralité sur l'écoulement moyen et sur la formation des tourbillons.

Au centre du canal ($y_T = 30$ cm) et à 18.5 cm des parois, le pic apparaît nettement autour de la fréquence 1.31 Hz avec une bande passante d'environ 0.1 Hz. Cette fréquence correspond à la fréquence de formation des tourbillons. R.W. Davis a montré l'augmentation de la fréquence de formation des tourbillons à l'aval de cylindres en milieux confinés [21], qui est alors supérieure à la fréquence de Strouhal. Les mesures présentées ici confirment cette tendance. En utilisant la relation de Strouhal (équation 4.2), avec $St = 0.2$, $u_\infty = 0.5$ m/s et $D = 0.11$ m, la fréquence de formation des tourbillons f_s devrait théoriquement être égale à 0.91 Hz. Cette augmentation de la fréquence de Strouhal trouve son origine dans l'augmentation locale de la vitesse au niveau du cylindre. Puisque celui-ci occupe une section $S_{cyl.}$ de la section du canal S_{canal} , la section de passage de l'eau devient égale à $S_{canal} - S_{cyl.}$, et la vitesse à l'amont u_∞ devient u :

$$u = u_\infty \frac{S_{canal}}{S_{canal} - S_{cyl.}} \quad (4.40)$$



(a) Profil des amplitudes de fluctuations des composantes verticales de vitesse.

(b) Spectres des vitesses verticales.

FIGURE 4.34 – Mesure des amplitudes et fréquences des fluctuations de la vitesse verticale pour le cylindre fixe.

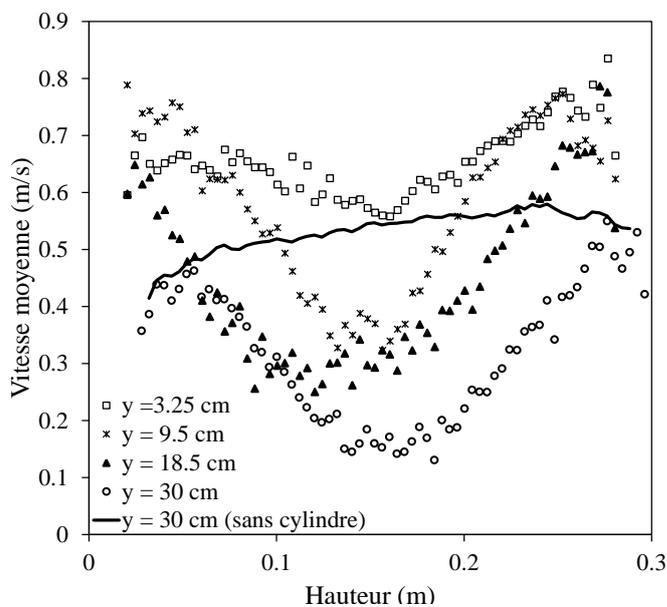


FIGURE 4.35 – Profil des vitesses longitudinales moyennes.

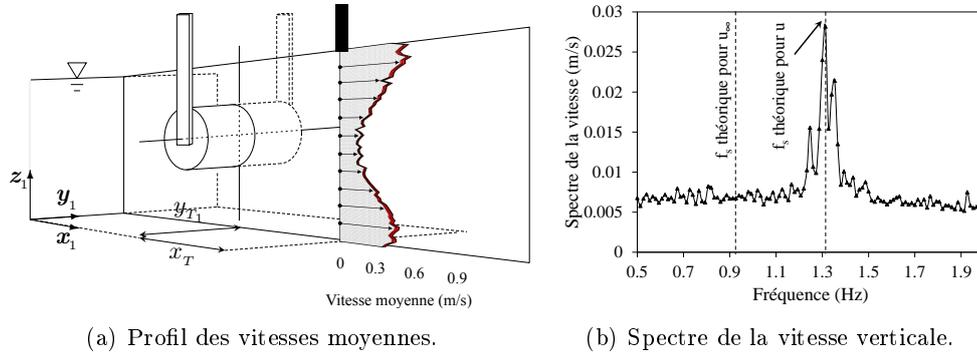


FIGURE 4.36 – Mesure de l'écoulement à l'aval du cylindre fixe ($y_T = 30$ cm).

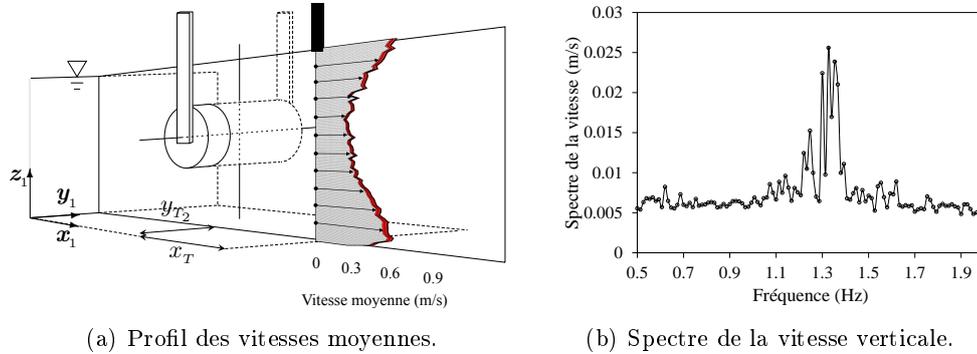


FIGURE 4.37 – Mesure de l'écoulement à l'aval du cylindre fixe ($y_T = 18.5$ cm).

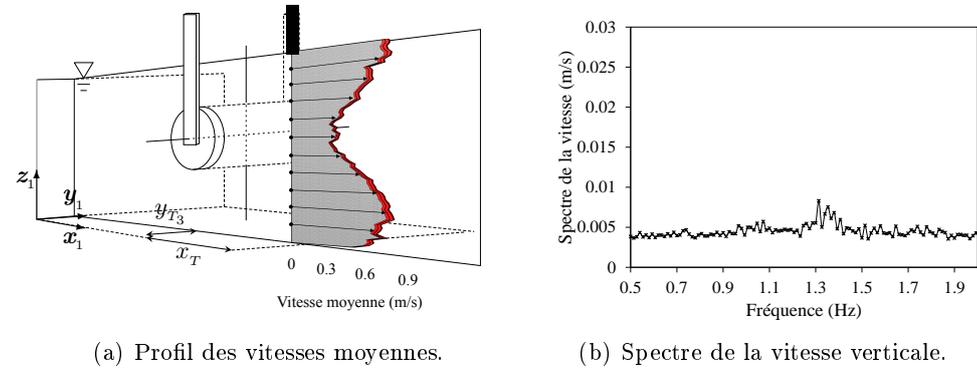


FIGURE 4.38 – Mesure de l'écoulement à l'aval du cylindre fixe ($y_T = 9.5$ cm).

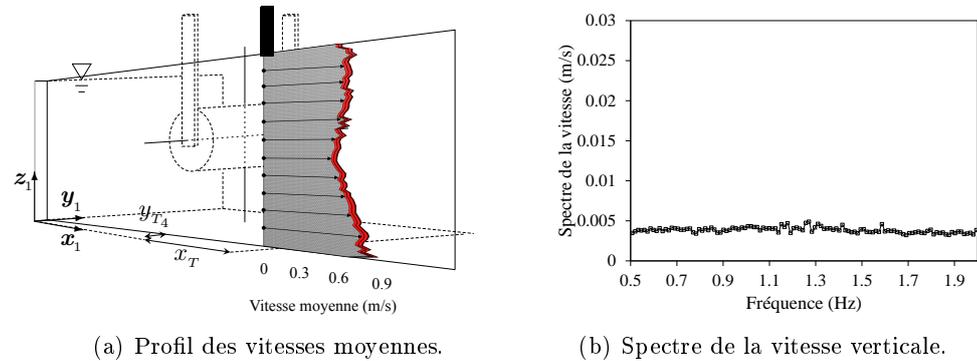


FIGURE 4.39 – Mesure de l'écoulement à l'aval du cylindre fixe ($y_T = 3.25$ cm).

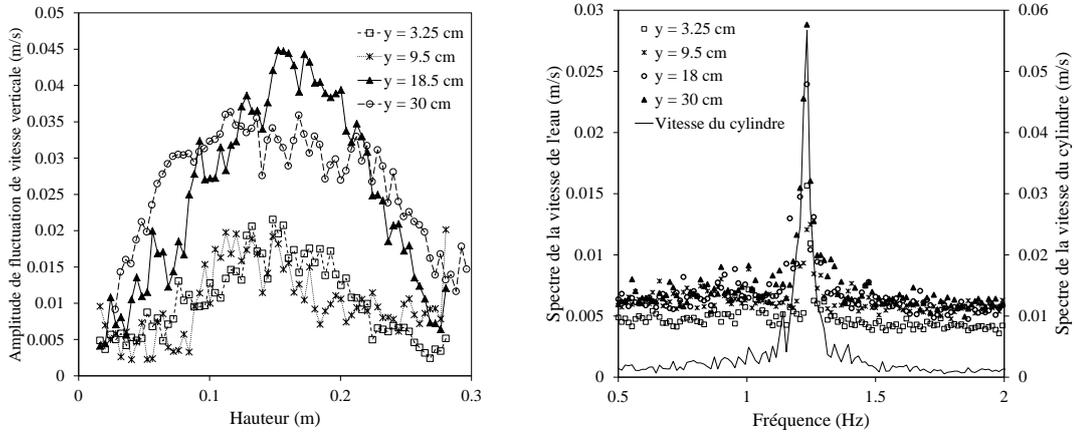
Compte tenu de la hauteur d'eau et des dimensions respectives du cylindre et du canal, u correspond à u_∞ multipliée par un facteur 1.44. Si l'on utilise u à la place de u_∞ dans la relation de Strouhal, on retrouve la fréquence $f_s = 1.31$ Hz, identique à celle qui a été mesurée.

L'amplitude du pic décroît à mesure que l'on s'éloigne du centre du canal. À 9.5 cm de la paroi, le pic est toujours visible mais son amplitude est 60% plus faible que le pic mesuré au milieu du canal. À 3.25 cm, le pic a complètement disparu. Dans ce dernier cas, le spectre est très similaire à celui qui a été mesuré en l'absence de cylindre. La vitesse moyenne qui y est mesurée est en outre la plus élevée (0.65 m/s en moyenne). Puisque ce point de mesure se situe à l'aval de la zone entre le cylindre et la paroi, il constitue une zone d'écoulement préférentiel : le fluide a tendance à contourner l'obstacle. De plus, on peut appréhender ici l'effet du rapport d'aspect : seule la zone centrale du cylindre fait l'objet de lâchers de tourbillons bien ordonnés. Dans les deux zones périphériques, la formation des tourbillons est affectée par la traînée d'interférence.

Les profils de vitesses moyennes à l'aval du cylindre fixe et le profil central mesuré lors de la caractérisation du canal sont représentés en figure 4.35. Les profils mesurés en présence du cylindre prennent la forme de cloches centrées autour d'une profondeur de 15 cm, qui correspond à la position de l'axe du cylindre. Aux environs de cette profondeur, et quelle que soit la position latérale de la prise de mesure, la vitesse moyenne atteint sa valeur la plus faible. Le gradient de vitesse le long du profil est d'autant plus important que la prise de mesure se situe au centre du canal — cela dénote d'une formation tourbillonnaire importante dans cette zone. Cet aspect est confirmé par la figure 4.34(a), qui représente l'amplitude des fluctuations de vitesses dans la direction verticale. En présence de tourbillons, des composantes de vitesses verticales sont mesurées. Leurs amplitudes de fluctuations sont d'autant plus importantes que les tourbillons sont marqués. Pour les profils mesurés à 30 et à 18.5 cm des parois, les amplitudes de fluctuation des vitesses verticales sont importantes et pratiquement identiques ; les tourbillons y sont pleinement développés, et cela est cohérent avec les mesures de vitesses longitudinales, plus faibles en moyenne à l'aval du cylindre.

Concrètement, ces mesures mettent en avant le fait que les tourbillons ne sont pas générés sur toute la longueur du cylindre et montrent à nouveau l'importance du rapport d'aspect. Pour rappel, les bords du cylindre se situent à une distance de 5 cm des parois du canal, et la mesure des profils à 9.5 cm montre que les tourbillons y sont déjà moins marqués qu'au centre. Les tourbillons ne sont donc bien développés qu'à partir d'une distance d'environ un diamètre à partir des bords du cylindre, soit sur 60% de sa longueur.

Mesure des profils à l'aval du cylindre oscillant La procédure a été répétée à l'identique avec le cylindre en oscillation avec une raideur équivalente de ressort à $k_{eq} = 830$ Nm, un coefficient d'amortissement total $\mu = C_s + k_p = 25$ N/m/s, une masse oscillante m_{eq} de 5.8 kg, et le coefficient $n_p = 1$. Le coefficient d'amortissement



(a) Profil des amplitudes de fluctuations des composantes verticales de vitesse. (b) Spectres des vitesses verticales et de la vitesse du cylindre.

FIGURE 4.40 – Mesure des amplitudes et fréquences des fluctuations de la vitesse verticale pour le cylindre oscillant.

réduit ξ se calcule de la façon suivante :

$$\xi = \frac{\mu}{2\sqrt{k_s(m_{eq} + m_a)}} \quad (4.41)$$

avec $m_a = C_a \rho_f V_{cyl}$. En supposant le coefficient de masse ajoutée C_a égal à 1.5, cela confère au système un facteur d'amortissement ξ égal à 0.12. De même, on calcule la fréquence propre du cylindre dans l'eau $f_{0,eau}$:

$$f_{0,eau} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{k_{eq}}{m_{eq} + m_a}} \quad (4.42)$$

En utilisant la même hypothèse sur le coefficient de masse ajoutée, on estime la fréquence propre d'oscillation du cylindre dans l'eau à 1.27 Hz, soit légèrement plus faible que la fréquence de formation des tourbillons qui a été mesurée à l'aval du cylindre fixe.

Nous verrons plus loin que cette configuration permet des amplitudes d'oscillation de l'ordre de 0.35. Le débit d'entrée et la hauteur d'eau sont inchangés par rapport au cas du cylindre fixe (respectivement $350 \text{ m}^3/h$ et 30 cm).

Les profils des amplitudes de fluctuations des composantes verticales de vitesse et les spectres correspondants sont présentés en figure 4.40. Tandis que les tourbillons étaient nettement plus prononcés au centre du canal que sur les côtés dans le cas du cylindre fixe (figure 4.34), on constate ici que la mise en oscillation du cylindre a tendance à homogénéiser les fluctuations de vitesses sur toute la largeur du canal ; ce phénomène est probablement dû à la mise en mouvement du fluide à proximité du cylindre. Les fluctuations de vitesses dans la direction verticale sont en effet

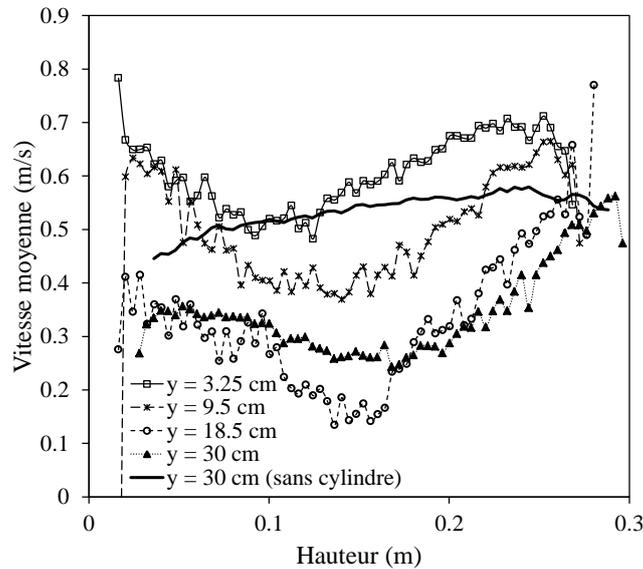


FIGURE 4.41 – Profil des vitesses longitudinales moyennes.

plus marquées sur les profils à $y_T = 3.25$ et 9.5 cm que dans le cas du cylindre fixe. Les deux profils mesurés plus au centre du canal n'ont en revanche que peu évolué par rapport aux mesures précédentes. Autrement dit, la mise en mouvement aurait tendance à élargir la zone de lâchers de tourbillons mais pas à augmenter leur intensité, du moins dans le contexte de ces essais expérimentaux.

La fréquence est sensiblement identique à celle mesurée dans le cas du cylindre fixe, quoiqu'étant légèrement plus faible (1.27 Hz contre 1.31 Hz précédemment). L'évolution de la fréquence de la vitesse au centre du canal, ainsi que les vitesses horizontales et l'amplitude des fluctuations de la vitesse verticale sont présentés en figure 4.42. La fréquence instantanée des fluctuations de vitesse, identique à la fréquence des oscillations du cylindre, varie sensiblement dans une plage comprise entre 1.2 et 1.4 Hz. Ces variations de fréquences ne semblent cependant pas clairement corrélées aux variations de la vitesse moyenne à l'aval du cylindre dont l'enregistrement est présenté sur la même figure. On note également qu'à cette fréquence, la vitesse réduite u_∞^* est proche de 5.2, valeur cohérente avec les données de la littérature [34].

Enfin, la figure 4.41 montre les profils de vitesses longitudinales moyennes pour différentes positions latérales à l'aval du cylindre oscillant. La forme de cloche vue précédemment dans le cas du cylindre fixe est nettement moins marquée — cela est dû aux déplacements du cylindre sur une distance de 0.7 fois son diamètre, et qui décentrent l'obstacle à l'écoulement qu'il constitue.

Plus globalement, cette campagne de mesures appuie également sur la nécessité d'avoir recours à des modèles numériques 3D plutôt que 2D pour prendre en compte les effets du confinement et du rapport d'aspect sur la formation des tourbillons et les performances du dispositif.

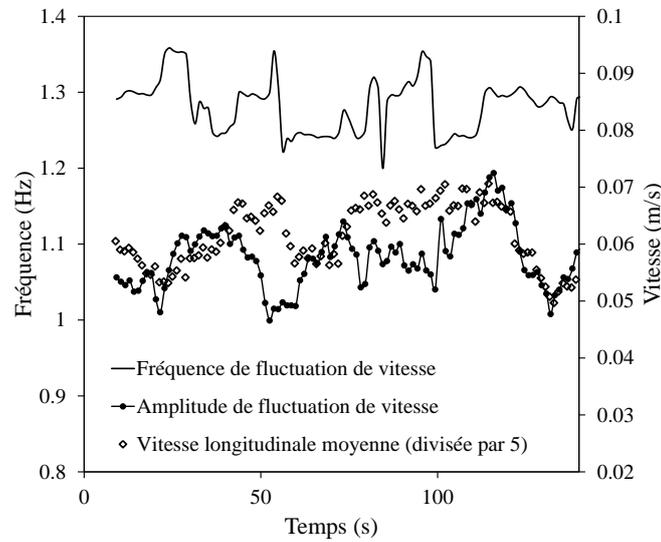


FIGURE 4.42 – Évolution moyenne de la fréquence des fluctuations de vitesse verticale, des amplitudes de fluctuation de vitesse et de la vitesse moyenne horizontale en fonction du temps.

4.6.1.2 Mesures de l'amplitude et du coefficient de puissance

Cette campagne de mesure a pour objectif de comparer les estimations des modèles numérique et analytique avec des mesures réelles. Ce sera également l'occasion de vérifier les tendances sur l'importance des paramètres de réglage de l'asservissement sur les performances (n_p , k_p et $v_{th.}$).

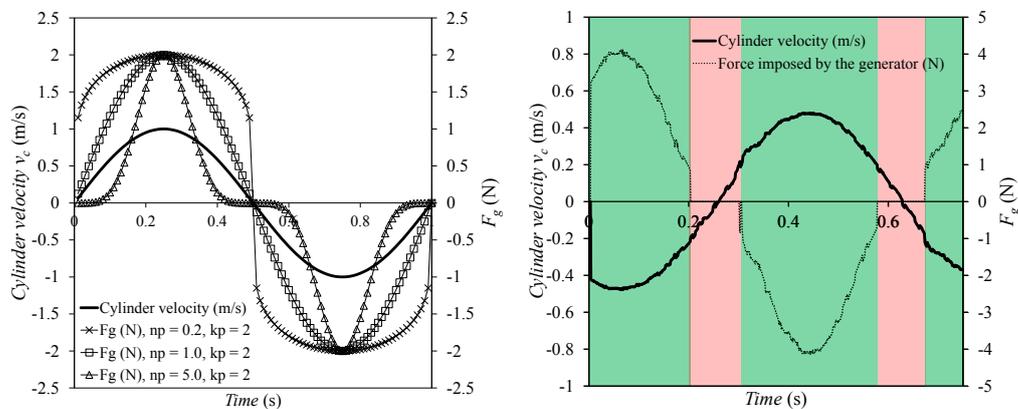
Données d'entrée La capacité du système à récupérer l'énergie des tourbillons a ensuite été testée. Des mesures d'amplitude de mouvement et de puissance récupérée ont été enregistrées pour différents paramètres de récupération d'énergie k_p , n_p et $v_{th.}$, et deux ratios de masse m^* différents.

L'ensemble des paramètres utilisés lors de ces essais sont résumés dans le tableau 4.6.1.2. Pour une masse équivalente en translation de 5.8 kg, avec les dimensions du cylindre et en supposant que $C_a = 1.5$, le ratio de masse est égal à 0,81. Pour une masse équivalente en translation de 8 kg, le ratio passe à 1,12.

Rappel de l'effet de n_p et $v_{th.}$ sur la récupération d'énergie Le coefficient n_p , étant un paramètre placé en exposant de la vitesse de translation du cylindre, qui est sinusoïdal, va avoir tendance à moduler le signal en élargissant ou en diminuant la durée durant laquelle l'énergie est prélevée par la génératrice (figure 4.43(a)). Le seuil de vitesse $v_{th.}$ va quant à lui consister en une condition sur la vitesse qui, si elle est vérifiée, va autoriser la génératrice à prélever de l'énergie (figure 4.43(b)). Sur une même période, la génératrice va récupérer moins d'énergie avec cette condition limite de vitesse que sans, mais cela devrait permettre des amplitudes d'oscillation plus importantes.

Paramètres	Valeurs	
Largeur du canal	0,6	m
Débit	350	$\text{m}^3 \cdot \text{h}^{-1}$
Hauteur d'eau	0,3	m
Vitesse de l'eau	0,50	$\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$
Raideur du ressort	840	$\text{N} \cdot \text{m}^{-1}$
Ratios des masses m^*	0,81 – 1,12	
Masses équivalentes m_{eq}	5,8 – 8,0	kg
k_p	10 – 26	
n_p	0,6 – 1,7	
$v_{th.}$	0,0 – 0,2	$\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$

TABLE 4.4 – Rappel des paramètres physiques utilisés pour les essais.

(a) Effet de différentes valeurs de n_p sur F_g sur une période de vitesse du cylindre v_c .

(b) Exemple de mesures de vitesse du cylindre et de la force imposée par la génératrice avec un seuil de vitesse de 0.2 m/s. Les zones en vert et en rouge correspondent aux moments où de l'énergie est, respectivement, récupérée et non récupérée.

FIGURE 4.43 – Effets de n_p et $v_{th.}$ sur la récupération d'énergie.

Rappels sur le coefficient de puissance Le coefficient de puissance, ou efficacité, est défini comme étant le rapport entre la puissance mécanique moyenne et la puissance moyenne fournie par l'écoulement. Étant donné que les pertes par frottements sont compensées en temps réel, une bonne approximation de la puissance récupérée par la génératrice peut être définie par le produit du couple imposé par la génératrice et la vitesse de rotation du rotor. On obtient :

$$\begin{cases} \mathcal{P}_g(t) = k_p |\dot{z}(t)|^{n_p+1} & \text{pour } |\dot{z}(t)| > v_{th}. \\ \mathcal{P}_g(t) = 0 & \text{pour } |\dot{z}(t)| \leq v_{th}. \end{cases} \quad (4.43)$$

La puissance moyenne a été calculée par l'intégration de la puissance instantanée sur une durée d'enregistrement T_e .

$$\overline{\mathcal{P}_g} = \frac{1}{T_e} \int_0^{T_e} \mathcal{P}_g \cdot dt \quad (4.44)$$

La puissance instantanée fournie par l'écoulement est définie quant à elle comme étant le produit de sa vitesse u et des forces de pressions $\frac{1}{2} \rho_f u^2$ exercées sur la surface du cylindre S :

$$\mathcal{P}_h(t) = \frac{1}{2} \rho_f u^3 S \quad (4.45)$$

Dans la mesure où u est supposée constante, la puissance hydraulique instantanée est supposée égale à la puissance hydraulique moyenne $\overline{\mathcal{P}_h}$ à tout instant.

On rappelle que la surface S désigne ici la surface du cylindre et non la surface balayée par celui-ci. Le rendement du système est classiquement déterminé à partir de la surface balayée pour permettre de comparer l'énergie récupérée avec l'énergie disponible sur toute la surface occupée par l'objet en mouvement. Néanmoins, cette approche implique que l'amplitude des oscillations et la puissance produite sont inversement liées — l'efficacité maximale ne coïnciderait donc pas avec la puissance maximale récupérable.

On exprime enfin le coefficient de puissance η comme étant le rapport entre la puissance produite par la puissance fournie.

$$\eta = \frac{\overline{\mathcal{P}_g}}{\overline{\mathcal{P}_h}} \quad (4.46)$$

Protocole Le débit d'entrée est fixé et la raideur du ressort reste constante pour toute la durée des essais. Les essais porteront sur l'influence des coefficients k_p , n_p , v_{th} . et du ratio de masse m^* sur l'amplitude des oscillations et sur le coefficient de puissance (ou efficacité). Les évolutions de l'amplitude et du coefficient de puissance seront ensuite données en fonction de ces paramètres.

Le modèle analytique nous permet dans un premier temps d'estimer le coefficient k_p optimal dans les conditions d'écoulement données, avec $n_p = 1$ et $v_{th.} = 0$ m/s.

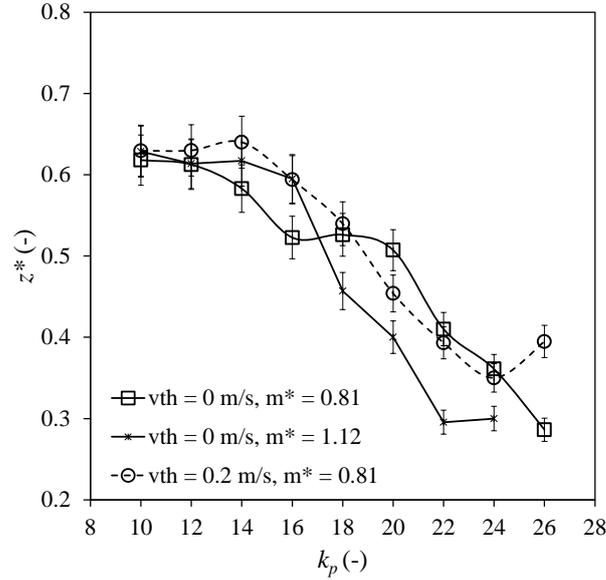


FIGURE 4.44 – Évolution de l'amplitude des oscillations en fonction de k_p pour trois configurations différentes.

$$k_{p,opt.} = \gamma \frac{1}{2} \rho_f u S \overline{C_D} \quad (4.47)$$

avec u la vitesse débitante augmentée artificiellement par la réduction de section au niveau du cylindre (équation 4.40).

On calcule γ à partir de la vitesse du cylindre mesurée lors des essais précédents (amplitude des oscillations de 0.35 fois le diamètre pour une fréquence de 1.27 Hz, soit une vitesse moyenne de 0.31 m/s) :

$$\gamma = \sqrt{1 + \frac{\dot{z}_{rms}}{u}} \quad (4.48)$$

On estime donc γ égal à 1.09. En supposant $\overline{C_D}$ égal à 1, on estime un coefficient k_p optimal égal à 18.1 ± 0.9 N/m/s, encadrement obtenu en supposant une incertitude sur la vitesse de 5%. On privilégie donc un balayage compris autour de cette valeur ($10 < k_p < 26$).

Résultats des mesures La figure 4.44 montre l'évolution de l'amplitude d'oscillation adimensionnée z_{rms} en fonction de k_p pour les deux ratios de masse, avec ou sans seuil de vitesse v_{th} . Pour chacune des configurations, l'augmentation de k_p se traduit par une diminution monotone de l'amplitude des oscillations. Puisque dans ces cas de figure n_p est fixé à 1, k_p agit strictement comme un coefficient d'amortissement sur la structure oscillante. Plus cette dernière est importante, et plus le facteur d'amortissement ξ se rapproche de 1. Si l'évolution de l'amplitude par rapport à ce coefficient est pratiquement identique dans les trois configurations

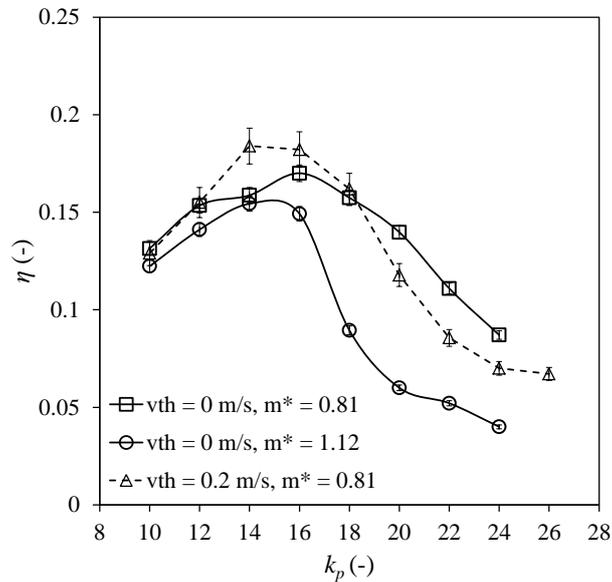


FIGURE 4.45 – Évolution de l'efficacité en fonction de k_p pour trois configurations différentes.

testées, on peut remarquer que le fait d'augmenter le ratio de masse a tendance à accélérer la dépendance de l'amplitude au coefficient de récupération d'énergie — la courbe semble en effet décroître davantage que les autres une fois passée la zone de k_p optimale.

La figure 4.45 montre quant à elle, pour ces mêmes configurations et toujours en fonction du coefficient de récupération d'énergie k_p , l'évolution de l'efficacité η . Ce type de courbe connaît un extrema local, car pour les faibles valeurs de k_p , la force imposée sur la génératrice est certes suffisamment faible pour permettre aux oscillations de s'opérer (amplitude adimensionnée autour de 0.6), mais ne permet pas de récupérer suffisamment d'énergie. L'effet inverse est observé pour les valeurs de k_p plus élevées, où l'amortissement que la génératrice induit annihile le mouvement et a un impact sur la vitesse instantanée du cylindre $\dot{z}(t)$.

Les rendements mesurés sont compris dans une plage entre 3 et 18%. Le rendement est supérieur à 15% pour des valeurs de k_p comprises entre 12 et 18 N/m/s. Dans les trois configurations, η connaît un optimum autour de $k_p = 15$ N/m/s. On peut noter que la valeur $k_{p,opt}$ anticipée par le modèle analytique n'était pas aberrante vis-à-vis des valeurs mesurées expérimentalement, quoique légèrement sur-estimée.

La courbe de rendement du cas $m^* = 1.12$ suit la même tendance que l'on pouvait deviner au travers des mesures d'amplitude, à savoir la forte variabilité en fonction de k_p à partir de la valeur optimale. Le rendement maximal y est en outre plus faible que pour les configurations à $m^* = 0.81$. L'effet du seuil de vitesse, qui impose la condition que sous cette valeur, l'énergie n'est pas récupérée par la génératrice, n'est pas flagrant malgré sa valeur élevée (0.2 m/s, soit plus de la moitié

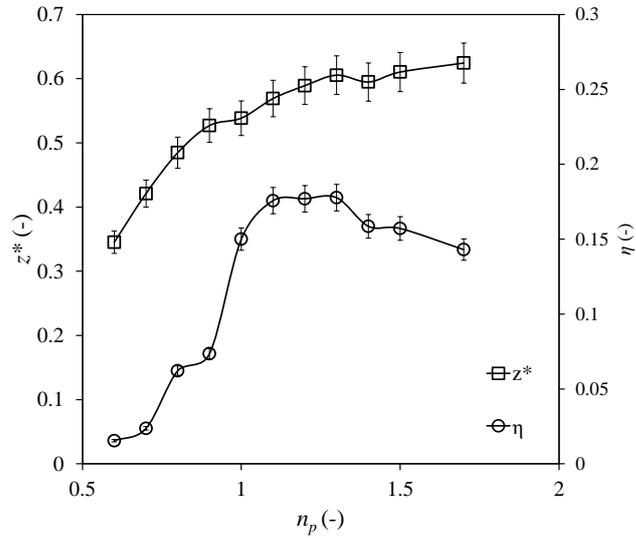


FIGURE 4.46 – Évolution du rendement et de l'amplitude adimensionnée des oscillations en fonction de n_p .

en valeur absolue de la vitesse efficace du cylindre).

Le coefficient n_p a ensuite été balayé, pour $k_p = 16$, $v_{th.} = 0$ m/s et $m^* = 0.81$. La figure 4.46 montre, d'une part, l'évolution de l'amplitude des oscillations, et d'autre part le coefficient de puissance η pour des valeurs de n_p comprises entre 0.6 et 1.7. On remarque tout d'abord qu'augmenter n_p favorise les larges amplitudes de mouvement. Lorsque n_p est supérieur à 1, ce coefficient va avoir tendance à rétrécir la plage durant laquelle la force imposée par la génératrice est élevée. Les valeurs inférieures à 1 auront l'effet inverse et auront tendance à annihiler les mouvements du cylindre. Le point d'inflexion de l'évolution d'amplitude semble justement se situer autour de 1. Cette tendance se traduit donc par des coefficients de puissance nettement plus faibles pour les valeurs inférieures à $n_p = 1$. Les valeurs les plus élevées sont obtenues pour n_p compris entre 1 et 1.4, où η passe de 15% à 16.5%.

La fréquence des oscillations a ensuite été représentée en fonction, d'une part, de k_p , et de n_p . Les mesures montrent que la plage de fréquence dans laquelle le cylindre oscille reste la même pour l'ensemble des configurations testées, que ce soit avec $v_{th.} = 0$ ou 0.2 m/s, $m^* = 0.81$ ou 1.12, en faisant évoluer k_p . En revanche, on remarque une valeur particulière de fréquence pour le cas où différentes valeurs de n_p ont été balayées, pour $n_p = 0.6$. Cette valeur est associée à des amplitudes d'oscillations de l'ordre de 0.04 fois le diamètre, ce qui se rapproche du cas où le cylindre est fixe.

À partir de $n_p = 0.8$, la fréquence des oscillations ne fait qu'augmenter, passant de 1.2 Hz à pratiquement 1.4 Hz.

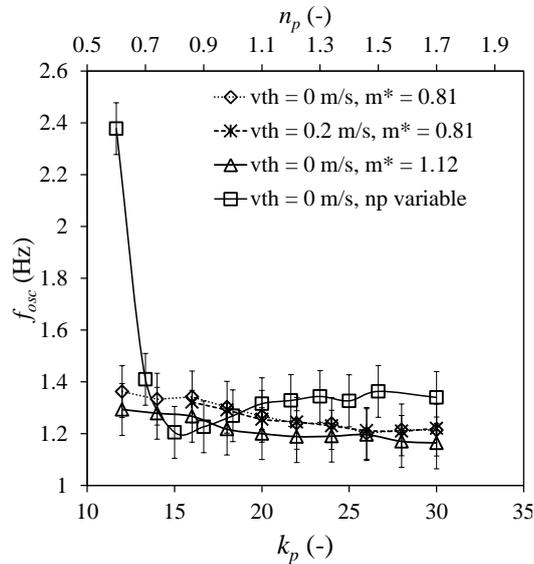


FIGURE 4.47 – Fréquence des oscillations du cylindre en fonction de k_p et n_p pour différents v_{th} . et m^*

4.6.1.3 Conclusion des essais de récupération d'énergie par le dispositif hydrolien

L'étude des stratégies d'extraction de l'énergie hydraulique par le contrôle actif de la génératrice — avec balayage des différentes valeurs de contrôle — a permis de mettre en avant différents points.

La puissance maximale récupérée par le dispositif a été de l'ordre de 18% de la puissance fournie par l'écoulement, en prenant en compte l'augmentation artificielle de la vitesse par la réduction de section dans le calcul de rendement. Bien que cette valeur reste modeste, elle peut néanmoins être optimisée.

Comme nous avons pu le voir lors de l'étude des écoulements autour du cylindre, l'utilisation d'un rétrécissement pour guider le flux vers le cylindre devrait permettre aux tourbillons de se développer sur l'ensemble de sa longueur. En l'état actuel, le dispositif ne permet pas de générer efficacement des tourbillons sur un linéaire suffisamment important pour garantir une efficacité maximale.

D'autre part, nous avons vu que l'augmentation du ratio m^* avait tendance à diminuer les performances du système. Il serait intéressant de vérifier l'effet inverse en allégeant l'ensemble oscillant ou en compensant la masse à l'aide de la génératrice.

Enfin, les essais ont montré que l'utilisation d'un coefficient n_p différent de 1 pouvait augmenter légèrement le coefficient de puissance. Si l'utilisation d'un seuil de vitesse v_{th} . ne permet pas de conclure à une réelle utilité quant à sa capacité à récupérer plus d'énergie, il permettrait de limiter le taux d'utilisation de la génératrice pour limiter son échauffement et ainsi rallonger sa durée de vie.

4.6.2 Essais à vitesses et hauteur d'eau plus importantes

Les premiers essais ont permis de conclure à la viabilité du dispositif hydroléon pour un écoulement de faible vitesse (0.5 m/s). C'est dans le but de valider le comportement du dispositif dans des conditions d'exploitation réelles que le prototype a été implanté sur le site de l'INSA. De même, pour une même vitesse d'écoulement, il sera possible de tester les effets de la hauteur d'eau ou du cylindre sur l'écoulement sur les performances du dispositif.

4.6.2.1 Évolution de l'amplitude des oscillations du cylindre pour différentes raideurs

Conditions Les conditions expérimentales suivantes ont été appliquées :

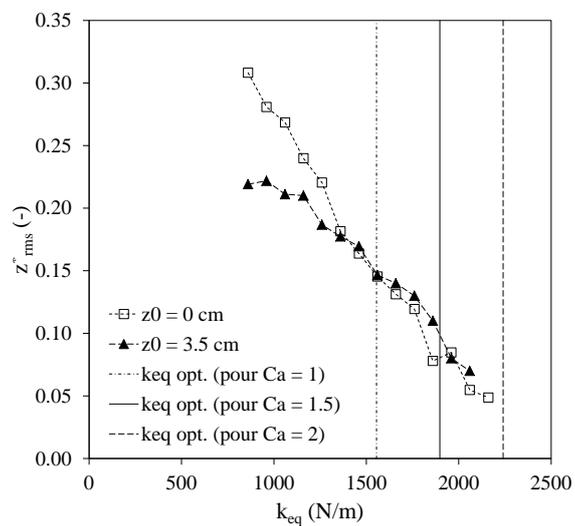
- débit d'entrée de $590 \text{ m}^3/h$ (respectivement 330 et $260 \text{ m}^3/h$ pour les pompes en parallèle) ;
- hauteur d'eau fixée à 0.38 m ;
- cylindre oscillant librement (pas de récupération d'énergie) ;
- frottements compensés par la génératrice ;
- balayage de raideur par pas de 100 N/m entre $k_{eq} = 860 \text{ N/m}$ et $k_{eq} = 2160 \text{ N/m}$.

Dans de telles conditions, la vitesse d'écoulement à l'amont du cylindre est de 0.72 m/s . La vitesse au niveau du cylindre est estimée à 0.99 m/s en tenant compte de la réduction de section de passage. La fréquence de Strouhal correspondante est donc évaluée à $f_s = 1.80 \text{ Hz}$.

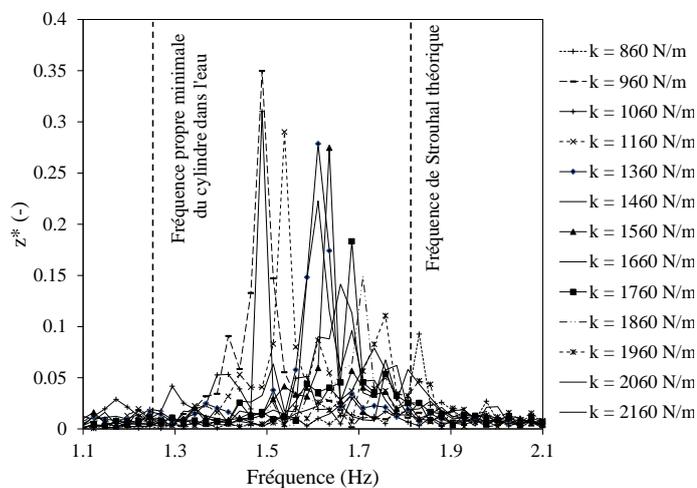
Effet du balayage de raideur sur l'amplitude des oscillations La figure 4.48(a) montre l'évolution de l'amplitude du cylindre en fonction de la raideur.

Le trait plein vertical représente la raideur théorique pour laquelle l'amplitude de mouvement devrait être maximale, calculée à partir de l'expression de la fréquence propre d'oscillation dans l'eau, supposée égale à la fréquence de Strouhal, pour un coefficient de masse ajoutée C_a égal à 1,5. Les traits en pointillés représentent l'encadrement de cette raideur avec des coefficients de masse ajoutée égaux à 1 et 2.

Deux courbes d'évolution de l'amplitude sont visibles. La première, obtenue pour une position initiale de cylindre de 19 cm (correspondant à $z_0 = 0 \text{ cm}$), à mi-hauteur entre la surface libre (38 cm) et le fond du canal, montre une amplitude de mouvement maximale de 0.30 fois le diamètre pour la raideur minimale ($k_{eq} = 860 \text{ N/m}$). Outre le fait que cette amplitude est deux fois plus faible que celle obtenue lors des essais précédents avec une vitesse incidente moins élevée, elle décroît avec l'augmentation de la raideur équivalente. Cette raideur correspond pourtant à une fréquence propre autour de 1.27 Hz , qui est une valeur très éloignée de la fréquence de Strouhal calculée dans les conditions présentes (1.80 Hz). La figure 4.48(b) illustre cette incohérence. Les fréquences mesurées sont toutes comprises entre la fréquence propre obtenue avec la raideur minimale et la fréquence de Strouhal théorique.



(a) Amplitude d'oscillation du cylindre en fonction de la raideur du ressort pour deux positions verticales différentes.



(b) Spectres des vitesses du cylindre pour différentes valeurs de raideur équivalente.

FIGURE 4.48 – Amplitude d'oscillation et spectres des fréquences pour plusieurs raideurs à débit d'entrée fixé. Position verticale du cylindre à 19 cm pour une hauteur d'eau de 38 cm.

La position initiale z_0 du cylindre a ensuite été décalée de 3.5 cm vers la surface libre pour visualiser l'impact de celle-ci sur l'amplitude des oscillations. Cette même figure 4.48(a) montre l'évolution de l'amplitude des oscillations pour différentes valeurs de raideur avec une position $z_0 = 3.5$ cm, soit à 22.5 cm du fond. Le cylindre est donc plus proche de la surface que du fond du canal. L'amplitude maximale des oscillations apparaît également pour la raideur minimale. Enfin, on remarque que pour des raideurs supérieures à 1500 N/m les amplitudes mesurées sont identiques à celles obtenues pour le cylindre à $z_0 = 0$ cm.

Cette décroissance de l'amplitude est contre-intuitive et inattendue. Plusieurs hypothèses ont été émises pour tenter d'expliquer ce phénomène.

1. La vitesse d'écoulement élevée amplifie l'apparition de tourbillons marginaux qui annihilent les tourbillons principaux. Il est en outre possible que l'écoulement passe en régime torrentiel au niveau du cylindre du fait de la réduction de section, et il a été montré expérimentalement qu'un régime torrentiel était susceptible de modifier les modes d'apparition des VIV [27].
2. La fréquence de lâchers de tourbillons est plus faible que prévu, et la zone de synchronisation entre la fréquence propre du système dans l'eau et la fréquence de lâchers de tourbillons n'est atteinte que pour les faibles raideurs ;
3. Le changement de raideur provoqué par le déplacement du curseur à lame induit également un changement de position verticale du cylindre. La position initiale du cylindre z_0 n'est donc pas la même selon la raideur et le rapprochement entre la surface libre et le cylindre provoque une diminution de l'amplitude des oscillations ;
4. Les lâchers de tourbillons et l'évolution de la position du cylindre sont déphasés ; au lieu d'amplifier le mouvement, le rapprochement des fréquences le contraint davantage.

Les quatre hypothèses ci-dessus vont être vérifiées dans ce qui suit.

Étude de l'hypothèse 1 par la vérification du régime d'écoulement On utilise le nombre de Froude Fr pour déterminer si l'écoulement est fluvial (*subcritical*) ou torrentiel (*supercritical*), celui-ci étant respectivement inférieur ou supérieur à sa valeur critique $Fr = 1$ selon le cas.

$$Fr = \frac{v}{\sqrt{gL_c}} \quad (4.49)$$

avec v la vitesse d'écoulement et L_c la longueur caractéristique, calculée comme étant le rapport entre la section mouillée et la largeur du canal. Dans notre cas, l'utilisation de l'expression 4.49 permet d'estimer un nombre de Froude Fr égal à 0.56, soit bien en deçà de sa valeur critique, ce qui invalide la première hypothèse.

Étude de l'hypothèse 2 par mesure des profils à l'aval du cylindre fixe Des mesures de champ de vitesse ont été effectuées 30 cm à l'aval du cylindre, dans

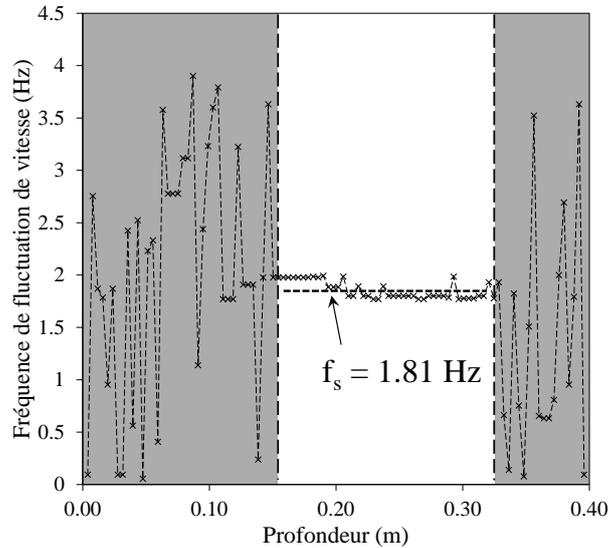


FIGURE 4.49 – Fréquences de fluctuation de la vitesse verticale sur le long du profil mesuré, cylindre fixe.

le plan de symétrie du canal (à 30 cm des parois), pour chacune des raideurs. Ces raideurs ont permis de déterminer la fréquence des lâchers de tourbillons.

La figure 4.49 présente les fréquences de fluctuation de vitesse en fonction de la profondeur. Les points les plus à gauche correspondent aux fréquences des particules les plus proches de la surface libre. La zone non grisée correspond aux points où le tourbillon est le plus développé. On note par ailleurs que la zone occupée par les tourbillons est plus proche du fond que de la surface malgré un positionnement du cylindre à mi-hauteur (à une profondeur de 19 cm). Sur toute la zone du tourbillon, la fréquence de fluctuation des vitesses est égale à $1.81 \pm 0.1 \text{ Hz}$. Elle correspond à la fréquence de Strouhal théorique qui a été calculée plus haut et confirme donc ce qui a été annoncé en début de section. Elle invalide par conséquent l'hypothèse selon laquelle la fréquence des lâchers de tourbillons serait plus faible que prévu.

De plus, la figure 4.50 montre que la fréquence des lâchers de tourbillons correspond à la fréquence d'oscillation du dispositif, ce qui correspond bien au régime de synchronisation. Ces valeurs ont été mesurées pour $k_{eq} = 1860 \text{ N/m}$, qui correspond à la raideur permettant d'atteindre la fréquence propre la plus proche de la fréquence de Strouhal mesurée. Les deux fréquences sont sensiblement égales malgré une amplitude d'oscillation considérablement plus faible que pour le cas où $k_{eq} = 860 \text{ N/m}$. Ceci invalide par la même occasion l'hypothèse selon laquelle les systèmes sont déphasés, puisqu'il y a synchronisation.

Étude de l'hypothèse 3 par mesure des profils à l'aval du cylindre oscillant

Le cylindre est ensuite mis en oscillation libre et la raideur du ressort est balayée sur la même plage de valeurs. Les champs de vitesses sont enregistrés pour chaque raideur. Les profils d'amplitudes moyennes de fluctuations des vitesses verticales

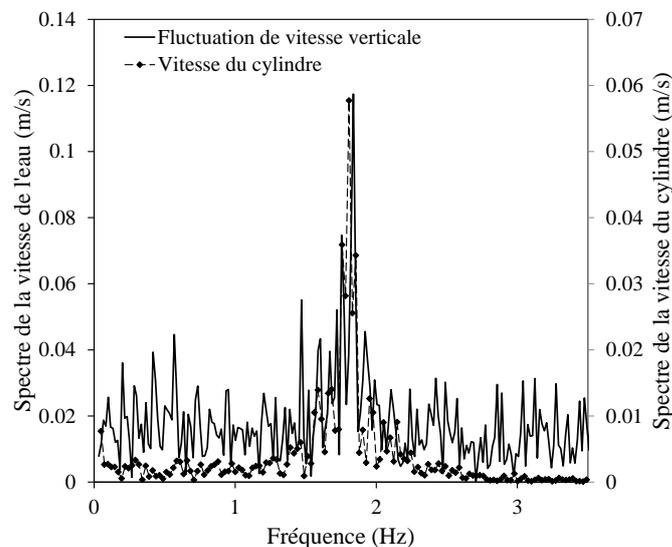


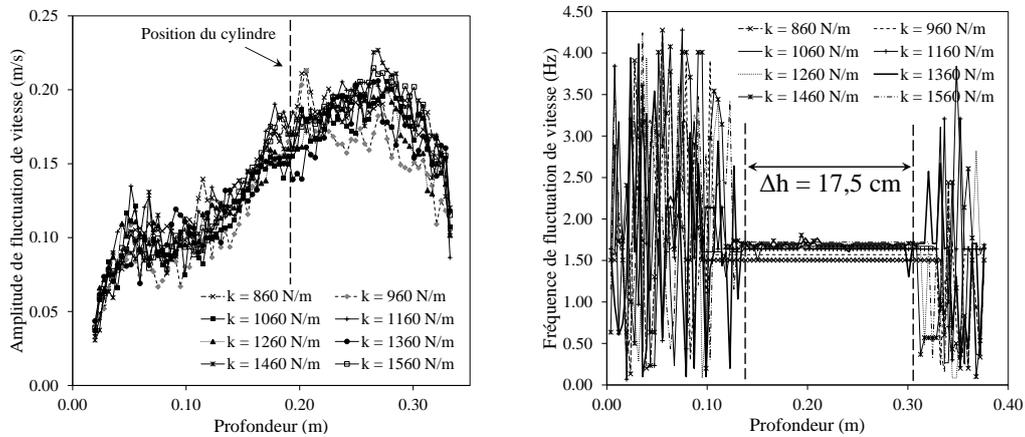
FIGURE 4.50 – Spectre des fluctuations de vitesse et d’oscillation du cylindre pour $k_{eq} = 860 \text{ N/m}$.

sont présentés en figure 4.51(a).

La figure 4.51(a) montre les profils d’amplitude des fluctuations de vitesse au centre du canal pour des raideurs de ressort allant de 860 N/m à 1560 N/m. Tous suivent la même allure et l’amplitude est globalement identique pour l’ensemble des raideurs testées. Autrement dit, la fluctuation des vitesses verticales dans le sillage n’est, en amplitude, que faiblement impactée par le changement de fréquence propre et par les modifications d’amplitude d’oscillation. En revanche, on observe une dissymétrie du profil; le maximum d’amplitude n’est pas atteint en aval du cylindre, mais à 10 cm vers le fond du canal. Le sillage aurait donc tendance à se développer plus bas, ce qui confirme l’observation du paragraphe précédent vis-à-vis de la zone de mesure du sillage à l’aval du cylindre fixe (figure 4.49).

Les fréquences associées à ces profils d’amplitude sont représentées en figure 4.51(b). Elles sont obtenues de la même manière que pour le profil vu en figure 4.49, mais montrent les fréquences obtenues dans le sillage du cylindre en mouvement. Le comportement y est cependant identique, avec une zone de formation de tourbillons légèrement excentrée par rapport à l’axe du cylindre; cela confirme la tendance vue sur les profils d’amplitude, avec des tourbillons plus développés vers le fond du canal qu’à l’aval du cylindre. Les fréquences mesurées dans la zone du sillage sont constantes et comprises entre 1.49 et 1.82 Hz et coïncident avec les fréquences d’oscillation observées.

Le but est ici de vérifier la sensibilité du développement du sillage en fonction de la proximité du cylindre avec la surface libre. En effet, le ressort à lame installé pour permettre le changement de raideur équivalente implique un déplacement vertical du cylindre immergé en fonction de la position du curseur de réglage. Ce déplacement est de 4 cm entre la position de raideur minimale (840 Nm) et la position de raideur



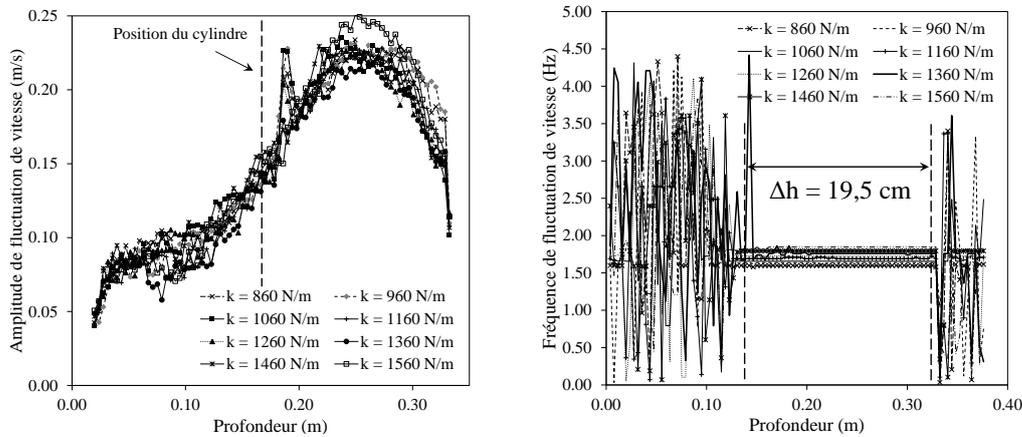
(a) Profil des amplitudes de fluctuations des composantes verticales de vitesse. (b) Spectres des vitesses verticales et de la vitesse du cylindre.

FIGURE 4.51 – Mesure des amplitudes et fréquences des fluctuations de la vitesse verticale pour le cylindre oscillant avec différentes raideurs équivalentes ($z_0 = 0$ cm).

maximale (3500 Nm). Dans le cas de nos essais, la différence maximale de position mesurée est de 3.5 cm. La figure 4.52 représente le même type de mesures avec un décalage vertical du dispositif de 3.5 cm vers la surface libre. En terme d'amplitude, l'élévation du cylindre de 3.5 cm induit une augmentation notable de l'amplitude des fluctuations de 25%. On constate en effet une fluctuation de 0.25 m/s contre 0.20 m/s dans la situation initiale. Les fréquences n'ont en revanche pas évolué et restent dans la même plage (entre 1.49 et 1.82 Hz). La largeur de la zone du sillage du cylindre, où les vitesses des particules fluide évoluent à la même fréquence, est légèrement plus importante que dans le cas précédent.

Bilan concernant l'étude de l'amplitude des oscillations Un balayage de raideurs comprises entre 860 et 2160 Nm a été réalisé dans le contexte d'un écoulement de 1 m/s au droit du cylindre et pour une hauteur d'eau de 38 cm. L'influence de la position verticale sur les oscillations a également été évaluée. Contrairement aux essais réalisés à une vitesse de 0.52 m/s, les amplitudes mesurées sont globalement plus faibles. Contrairement aux attentes, le rapprochement de la fréquence propre du système oscillant de la fréquence de Strouhal (ici de 1.81 Hz) ne permet pas d'augmenter l'amplitude des oscillations et produit même l'effet inverse.

Le déplacement vertical de la position à l'équilibre du cylindre a montré que la proximité de la surface libre avait tendance à diminuer l'amplitude des oscillations. Comme l'a montré le modèle analytique dans le chapitre 2, l'amplitude est proportionnelle au ratio $C_L/\overline{C_D}$ dans les conditions optimales ; les efforts de portance pourraient, dans le contexte expérimental présent, être plus faibles que lors des essais à faible vitesse. De même, la proximité entre la surface et le cylindre pourrait



(a) Profil des amplitudes de fluctuations des composantes verticales de vitesse. (b) Spectres des vitesses verticales et de la vitesse du cylindre.

FIGURE 4.52 – Mesure des amplitudes et fréquences des fluctuations de la vitesse verticale pour le cylindre oscillant avec différentes raideurs équivalentes ($z_0 = 3.5 \text{ cm}$).

impacter la formation de tourbillons et, de ce fait, diminuer la portance.

Puisque le changement de raideur a un impact sur la distance entre le cylindre et la surface libre, les mêmes mesures ont été réalisées avec un décalage vertical de 3.5 cm vers la surface libre. Ce déplacement a une répercussion directe sur l'amplitude maximale des oscillations, qui passe de 0.30 à 0.20 fois le diamètre, soit une baisse de plus de 30%. Les effets de ce déplacement ne sont pas visibles sur les mesures de profils de vitesse effectuées au centre du canal, à une distance de 30 cm du cylindre. Il serait cependant intéressant de voir l'effet du déplacement vertical du cylindre sur une plus grande plage de positions, avec des mesures de profil à différentes positions latérales.

4.6.2.2 Caractérisation de l'écoulement à l'aval du cylindre fixe

Les essais présentés ci-dessous visent à qualifier l'influence du positionnement vertical du cylindre sur le développement des tourbillons. Des mesures de profils de vitesses ont été effectuées à l'aval du cylindre immobile, immergé à différentes profondeurs. La hauteur d'eau a été augmentée pour permettre six positions verticales différentes.

Conditions Puisque les essais précédents ont démontré la forte dépendance du dispositif à la distance entre surface libre et le cylindre sur l'amplitude des oscillations, des mesures permettant de cartographier l'écoulement à l'aval du cylindre fixe pour différentes positions verticales ont été réalisées. Six positions verticales

sont testées, et pour chacune d'entre elles cinq profils sont enregistrés aux positions latérales suivantes :

- $y_T = 30$ cm (centre du canal) ;
- $y_T = 20$ cm ;
- $y_T = 15$ cm ;
- $y_T = 10$ cm ;
- $y_T = 2$ cm.

Un niveau d'eau de 52 cm est imposé avec un débit d'entrée de $550 \text{ m}^3/h$. Cette hauteur est choisie de sorte à permettre de tester des positions verticales comprises entre 3 et 27 cm sous la surface libre, par pas de 5 cm. Il résulte de ce débit et de cette hauteur d'eau une vitesse débitante de 0.60 m/s au niveau de la section du cylindre.

Comme pour les mesures réalisées dans le canal d'ICube et suite à la caractérisation de l'écoulement vue précédemment, on supposera l'écoulement latéralement symétrique. La durée des mesures est globalement égale à 2 minutes d'enregistrement pour chaque profil. Les amplitudes moyennes de fluctuation de vitesse obtenues en fonction de la profondeur dans les cinq positions latérales de chacune des six positions verticales du cylindre sont représentées en figure 4.53.

Résultats La figure 4.54 présente une synthèse de l'ensemble des données présentées en 4.53 en représentant l'évolution de la valeur moyenne des fluctuations de vitesse de chaque profil en fonction de la position latérale. Cette approche nous permet de visualiser le déploiement latéral du tourbillon en fonction de la distance du cylindre avec la surface libre. À 3 cm de la surface, le cylindre est partiellement émergé (rayon de 5.5 cm). Les tourbillons ne sont pas complètement annihilés, il subsiste encore quelques fluctuations de vitesse sur une bande d'une dizaine de centimètres sous le cylindre (revoir figure 4.53(f)). Au delà de cette zone, une amplitude moyenne constante peut être considérée comme due à l'intensité turbulente et au bruit du capteur. Les effets du confinement latéral y sont d'ailleurs moins marqués que pour les autres positions du cylindre. En effet, à une profondeur de 8 cm, le cylindre est complètement immergé mais les tourbillons ne sont pas beaucoup plus marqués que dans le cas précédent.

À une profondeur comprise entre 13 et 22 cm néanmoins, on retrouve un profil proche de ce qui avait été observé lors des essais dans le premier canal, à savoir un tourbillon plus marqué à partir d'une distance d'un diamètre par rapport aux bords du cylindre. Le cylindre était alors placé à une distance de 15 cm de la surface. Ici, l'intensité des tourbillons croissent à mesure que le cylindre s'éloigne de la surface libre. À une distance maximale de 27 cm, l'intensité des tourbillons n'augmente plus au centre mais ces derniers se déploient davantage dans la latéralité.

Synthèse des essais concernant l'influence du positionnement du cylindre sur le développement des tourbillons La caractérisation de l'écoulement sur

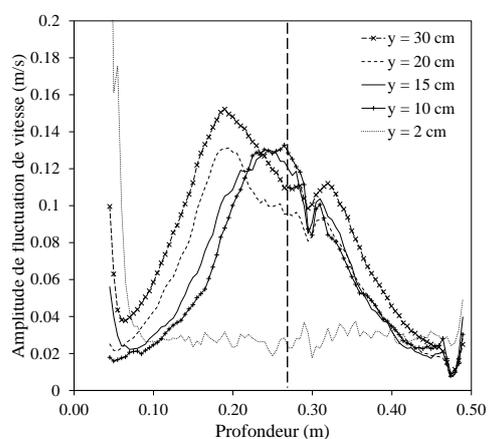
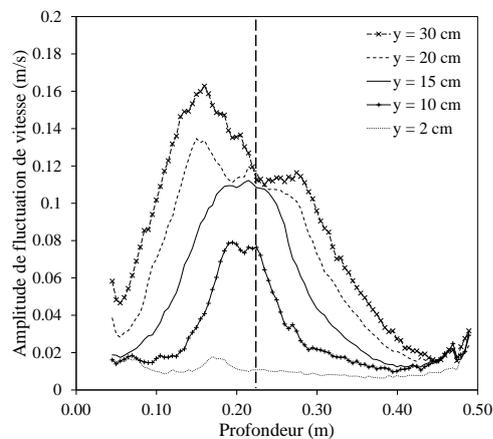
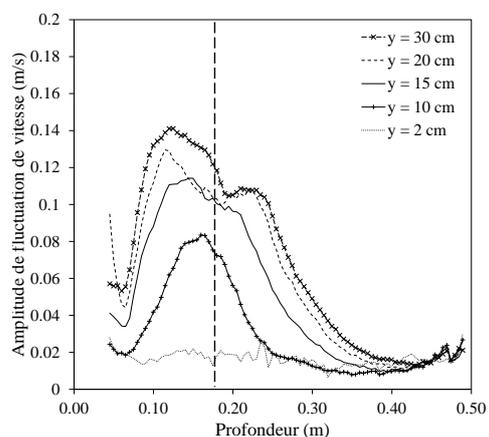
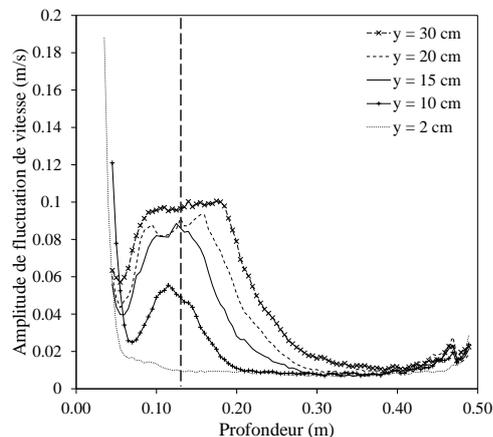
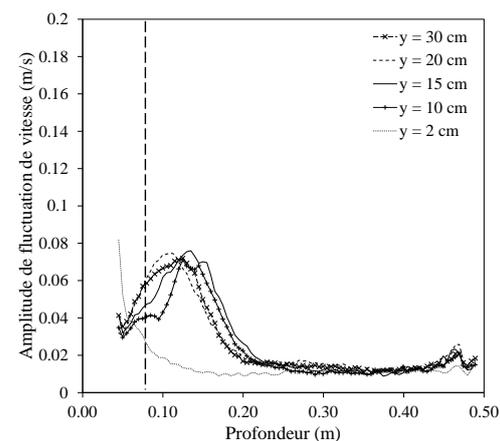
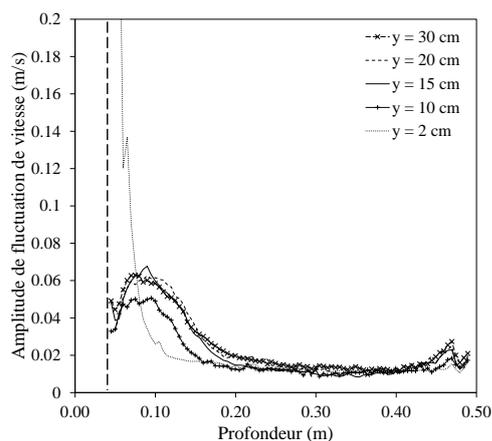
(a) Position axe cylindre : $h = 27$ cm.(b) Position axe cylindre : $h = 22$ cm.(c) Position axe cylindre : $h = 18$ cm.(d) Position axe cylindre : $h = 13$ cm.(e) Position axe cylindre : $h = 8$ cm.(f) Position axe cylindre : $h = 3$ cm.

FIGURE 4.53 – Profils d'amplitudes de fluctuation pour six positions verticales de cylindre, cinq prises de mesures latérales.

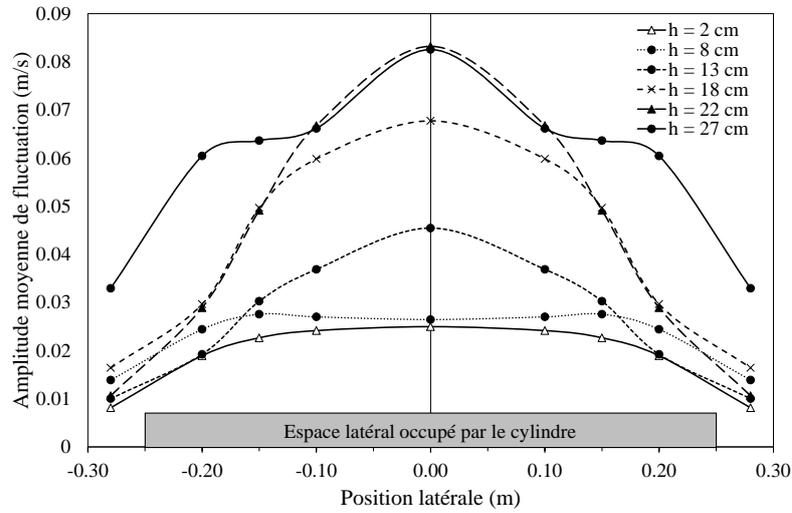


FIGURE 4.54 – Amplitudes moyennes des fluctuations de vitesse en fonction de la position latérale pour différentes positions verticales du cylindre (profondeur de l’axe par rapport à la surface libre comprise entre 2 et 27 cm).

plusieurs points latéraux à l’aval du cylindre fixe placé à différentes positions verticales a permis de mettre en avant les effets de la surface libre sur la formation du sillage pour une vitesse d’écoulement donnée. Les essais réalisés sur le site d’ICube ont montré que le sillage ne se formait pas sur toute la longueur du cylindre ; cela est dû, d’une part, aux effets de bord du cylindre rattaché à des bras de maintien, mais également, comme le montrent ces résultats, du fait de la proximité de la surface libre. Cette dernière a un impact non négligeable sur la forme du sillage et les mesures montrent que celui-ci peut, à partir d’une certaine profondeur, être davantage développé sur la latéralité.

4.7 Bilan de la phase expérimentale

Ce chapitre détaille l’ensemble des phases de conception et de dimensionnement d’un dispositif hydroléculaire de récupération d’énergie basé sur les vibrations induites par vortex. Il présente également les résultats de mesures expérimentales qui consistent à étudier le comportement dynamique d’un système et ses performances par les mesures de certaines grandeurs mécaniques ainsi que du champ de vitesse. En particulier, l’étude expérimentale a permis d’étudier les performances du dispositif en milieu confiné et à de faibles vitesses d’écoulement, et a également permis de mettre en évidence des points d’amélioration.

Le dimensionnement du prototype est présenté dans une première partie. Un système constitué d’un cylindre circulaire plongé dans un écoulement est soumis à des sollicitations cycliques. Le dispositif a été dimensionné de sorte à capter de l’énergie cinétique d’un écoulement de vitesse inférieure à 1 m/s. Un système à raideur va-

riable permet d'ajuster la fréquence propre du système mécanique en fonction de la fréquence de lâchers de tourbillons, qui est elle directement proportionnelle à la vitesse d'écoulement. Un moteur à courant continu à aimants permanents a été choisi comme génératrice de courant. Son rotor est entraîné par une courroie. Cet ensemble électromécanique permet de transformer l'énergie mécanique de translation en énergie électrique. Le processus de conversion est contrôlé activement et en temps réel par la régulation du couple de la machine électrique. La valeur de consigne est calculée en temps réel en fonction de la vitesse de translation du système oscillant. Les essais ont été précédés d'une phase d'étalonnage du dispositif, qui consistait en la caractérisation de la raideur réelle du ressort et du coefficient d'amortissement. Les essais ont également été précédés d'une phase de caractérisation des écoulements des canaux à surface libre mis à disposition par le laboratoire ICube et l'INSA.

La seconde partie du chapitre s'est concentrée sur deux points. Le premier point a consisté en la mesure des champs de vitesse autour du cylindre, fixe ou oscillant, afin de mettre en avant l'effet du caractère tri-dimensionnel de l'écoulement autour du cylindre sur la qualité des tourbillons. Les principaux résultats montrent que les tourbillons ne sont générés que sur 60% du cylindre dans les conditions les plus favorables, réduisant d'autant la puissance hydraulique récupérable. Le second point a consisté en un balayage de trois paramètres permettant le contrôle de la génératrice en fonction du retour des mesures de vitesse de translation du cylindre. Les résultats montrent que, d'une part, le modèle analytique, quoique basé sur des hypothèses fortement simplificatrices, donne un bon ordre de grandeur des valeurs à appliquer pour parvenir aux coefficients optimaux permettant de maximiser la récupération de l'énergie du fluide. Elles démontrent d'autre part que les paramètres de contrôle doivent être finement réglés pour ne pas faire chuter le rendement du dispositif hydrolien et dépendent des conditions de l'écoulement. En pratique, la recherche de ces paramètres optimaux impose l'intégration d'un algorithme.

Enfin, des essais menés à des vitesses d'écoulement plus importantes montrent l'impact de l'utilisation du dispositif en milieu confiné sur la formation des vortex le long du cylindre et sur l'amplitude des oscillations. Concernant l'amplitude des oscillations, une baisse de 50% a été constatée avec l'augmentation de 40% de la vitesse d'écoulement. Une caractérisation de l'écoulement autour d'un cylindre fixe à différentes positions verticales a été menée. L'une des conclusions de ces mesures est que le rapprochement du cylindre de la surface libre provoque la diminution de la largeur des tourbillons, et par conséquent des efforts de portance et des performances. Les conditions expérimentales n'ont en revanche pas pu déterminer si la distance entre le fond du canal et la position du cylindre avait également un impact sur la formation des tourbillons.

Bilan général et perspectives

Conclusion générale

Les objectifs principaux de cette thèse étaient de développer, d'étudier et d'optimiser un dispositif de récupération d'énergie utilisant le phénomène des vibrations induites par vortex. Des outils analytiques et numériques ont été développés en parallèle du dimensionnement, du montage et des essais expérimentaux d'un prototype à échelle 1 dans des canaux à surface libre aux caractéristiques proches de ce qui peut être trouvé en conditions réelles. Par cet aspect, de nombreuses thématiques ont été abordées mais des questions restent en suspens.

Le premier chapitre s'est concentré sur un bref historique et un état des lieux du mix énergétique Français. Si les moyens classiques de production d'énergie renouvelable ont été évoqués, comme les dispositifs solaires et éoliens, les dispositifs de récupération d'énergie hydraulique ont été abordés plus en profondeur. Les sites de production hydrauliques potentiellement exploitables par les techniques classiques connaissent une saturation du fait des contraintes environnementales et les grands projets d'équipement hydraulique sont devenus rarissimes à l'échelle française. Les cours d'eau à faible vitesse constituent un gisement d'énergie encore inexploité qui encourage la recherche dans le domaine des micro-centrales, voire des pico-centrales. Celles-ci, bien que produisant moins d'énergie, permettent une production locale et diffuse à l'échelle d'un territoire. S'en est ensuite suivi un état de l'art de la récupération d'énergie par mouvements induits par vortex, et plus spécifiquement des vibrations induites par vortex, méthodes permettant de produire de l'électricité à partir d'écoulements à faible vitesse. Le dispositif de récupération d'énergie développé dans le cadre de cette thèse a ensuite été introduit, en montrant également la nécessité de développer des outils analytiques et numériques pour optimiser la récupération d'énergie.

Un modèle analytique a été développé dans le chapitre 2 dont l'objectif est d'obtenir un encadrement des paramètres de contrôle permettant à la fois d'optimiser et d'estimer l'énergie récupérable pour un site d'implantation donné. Ce modèle prend en compte les efforts mécaniques d'amortissement et de raideur du ressort, l'effort imposé par la génératrice pour récupérer l'énergie et les forces hydrodynamiques. Un modèle de comportement du type masse-ressort-amortisseur faiblement amorti a été entrepris. Les mouvements de translation cycliques du cylindre sont entretenus par la formation périodique des tourbillons. Une bonne approximation

de l'expression de la position du cylindre prend la forme d'une fonction sinusoïdale. Des hypothèses ont été émises et évaluées afin de simplifier le modèle analytique et le rendre immédiatement accessible tout en essayant de conserver une bonne représentation du réel. Parmi ces hypothèses, un coefficient γ caractérisé par le rapport entre la vitesse de l'écoulement et la vitesse du cylindre a été introduit. Les résultats de ce chapitre consistent en une série d'équations permettant notamment d'anticiper l'amplitude des oscillations libres et la puissance récupérable, et d'estimer les paramètres de contrôle optimaux.

Afin de vérifier le modèle analytique du chapitre 2 et aller plus loin dans l'analyse du comportement du système, un modèle numérique a été développé et présenté dans le chapitre 3. Dans un premier temps, le maillage, les conditions aux limites et le solveur qui ont été utilisés pour l'élaboration du modèle sont présentés. Celui-ci a été défini pour être une version dont la précision est augmentée par rapport à celle du modèle analytique et pour représenter plus fidèlement les interactions fluide-structure. À titre d'exemple, le modèle mathématique se contentait de représenter les efforts hydrodynamiques et par conséquent le mouvement par une fonction sinusoïdale. La validation du modèle analytique s'est appuyée sur un balayage de 320 cas-tests différents faisant intervenir les paramètres mécaniques du système (raideur et amortissement induit par l'action de la génératrice) et hydrauliques (différentes vitesses en entrée du domaine de calcul). Une fonction permettant de modéliser en détail l'action de la génératrice a été développée dans ce but pour le logiciel de simulation OpenFOAM. Ce chapitre montre ensuite les résultats de ce balayage sur les différents paramètres et démontre la validité du modèle analytique présenté plus haut. L'encadrement du coefficient γ , rapport entre la vitesse de l'écoulement et la vitesse relative de l'écoulement au droit du cylindre, donné en chapitre 2 a également été validé. Il était important de connaître ce terme qui conditionne la précision des résultats du modèle analytique.

Enfin, le chapitre 4 présente le dispositif expérimental. Il présente le prototype expérimental, la méthode permettant de choisir la géométrie de l'obstacle immergé soumis à l'écoulement, les composants de contrôle-commande, ainsi que l'encadrement de la valeur de raideur du ressort à raideur variable. Les principaux paramètres mécaniques du modèle expérimental monté ont ensuite été caractérisés (raideur équivalente du ressort, masse oscillante, amortissement visqueux...). Le canal a été instrumenté afin de permettre la caractérisation de l'écoulement par la mesure de profil de champs de vitesse. Les techniques utilisées ont également été présentées. Le taux de turbulence a été mesuré : il reste très faible pour les deux sites d'essais. La bonne distribution des champs des vitesses ainsi que la bonne corrélation débit - vitesse débitante ont également été vérifiés pour les deux sites. Les résultats de cette phase expérimentale font apparaître une forte dépendance des rendements obtenus à la tridimensionnalité de l'écoulement — les écoulements latéraux, notamment, qui font apparaître des tourbillons marginaux à partir d'une certaine vitesse et qui annihilent

les tourbillons utilisés pour la récupération d'énergie. Les courbes de rendement ont montré l'importance de la stratégie de récupération d'énergie, élaborée à partir du contrôle-commande de la génératrice. Enfin, l'influence du positionnement du cylindre entre le fond et la surface libre sur la fonctionnement du dispositif a été mis en avant. Ce paramètre étant d'autant plus influant que le tirant d'eau est faible.

Perspectives

Une méthodologie globale permettant la conception et le dimensionnement d'un dispositif hydrolie à cylindre oscillant pour un site hydraulique donné a été traitée dans le cadre de la thèse. La question du productible a également été abordée, car c'est un élément essentiel permettant d'établir la viabilité économique d'une installation hydraulique. L'implantation de tels dispositifs dans des milieux confinés soulève encore des questions qu'il sera intéressant de résoudre à l'avenir.

Un modèle numérique en trois dimensions avec représentation du canal à surface libre a commencé à être développé durant la thèse pour étudier les effets de bord (figure 5.2). Il était prévu que ce dernier prenne en compte les interactions fluide-structure avec un maillage déformant. Le contexte d'étude en milieu confiné est incompatible avec la méthode de maillage déformant qui a été utilisé. Les amplitudes de mouvements étaient telles que les mailles étaient extrêmement déformées et provoquaient des problèmes d'ordre numérique. L'utilisation d'un modèle numérique 3D permettrait cependant non seulement de balayer les paramètres de contrôle comme cela a été le cas pour le modèle 2D développé dans le cadre de cette thèse, mais également de tester différents ouvrages de rétrécissement, différents facteurs de forme, ratios de masse, géométries, de manière complètement automatisée, avec l'utilisation d'un maillage défini paramétriquement. Un tel outil pourrait en outre être utilisé pour déterminer le domaine de validité du modèle analytique. Le développement de ce modèle pourrait se faire avec une autre gestion des mailles lors du déplacement, tels que les maillages glissants ou une méthode chimère.

L'outil de simulation numérique permettrait également de tester les dernières méthodes d'optimisation et d'apprentissage automatique, comme l'apprentissage par renforcement.

En ce qui concerne le dispositif expérimental, puisque les écoulements latéraux ont un effet sur l'efficacité, il serait intéressant de voir les effets d'un ouvrage de rétrécissement aux extrémités de l'objet immergé. Cela permettrait, d'une part, d'augmenter artificiellement la vitesse d'écoulement au niveau du dispositif, et donc d'augmenter la puissance récupérable. D'autre part, cela annihilerait le phénomène de formation des tourbillons marginaux et augmenterait par conséquent la "surface utile" du cylindre en permettant aux tourbillons de se former sur toute sa longueur.

Les méthodes de réglage automatique de la raideur développées pour le dispositif pourraient être utilisées dans des conditions de changement de vitesse dans le canal

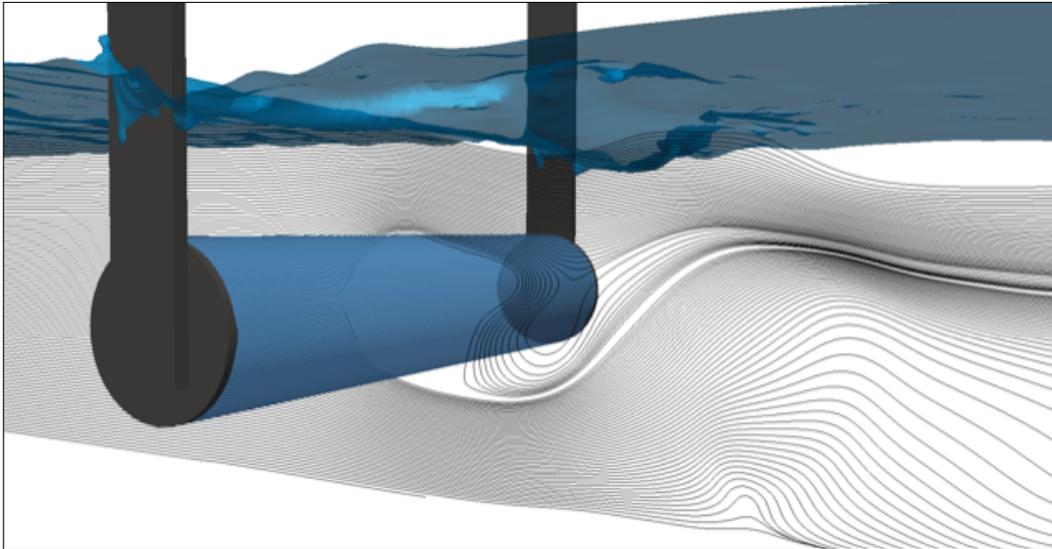


FIGURE 5.1 – Modèle numérique avec cylindre 3D et surface libre.



FIGURE 5.2 – Modèle expérimental monté dans le canal de l'INSA.

du laboratoire ou en situation réelle. Puisque la fréquence de lâchers de tourbillons est directement proportionnelle à la vitesse et que la condition de récupération d'énergie maximale passe par la proximité entre cette fréquence et la fréquence propre du système immergé, l'ajustement de la raideur permettra de garantir de grandes amplitudes de mouvement, et ce quelles que soient les conditions d'entrée.

Avec un ajustement optimal de la raideur, la suite des essais consisterait en un ajustement automatique des paramètres de contrôle par l'utilisation des équations du modèle analytique proposé, afin d'optimiser la récupération d'énergie à tout instant. En parallèle, un algorithme *Maximum Power Point Tracking* (MPPT) qui a été programmé dans le cadre de cette thèse tant dans le code source du logiciel de modélisation numérique que dans le micro-contrôleur embarqué — mais qui dans un cas comme dans l'autre n'ont pas pu être mis en œuvre — pourrait être utilisé. Cela permettrait en outre de comparer les paramètres optimaux du modèle analytique avec ceux obtenus par cette méthode.

Pour aller plus loin, il serait intéressant d'étudier également l'influence d'un second dispositif en série et quantifier les effets de parc dans les milieux confinés, notamment avec différentes géométries d'objets immergés.

Bibliographie

- [1] Mohd Asamudin A Rahman and Krish Thiagarajan. Vortex-induced vibration of cylindrical structure with different aspect ratio. *Proceedings of the International Offshore and Polar Engineering Conference*, pages 395–401, 01 2013. (Cité en pages vii, 121 et 123.)
- [2] E. Achenbach and E. Heinecke. On vortex shedding from smooth and rough cylinders in the range of reynolds numbers 610^3 to 510^6 . *Journal of Fluid Mechanics*, 109 :239–251, 1981. (Cité en pages v, xi, 22, 23, 24, 25 et 121.)
- [3] Ademe. Hydroélectricité, March 2018. (Cité en page 1.)
- [4] Mohammadmehdi Armandei and Antonio C. Fernandes. Marine current energy extraction through buffeting. *International Journal of Marine Energy*, 14 :52 – 67, 2016. (Cité en pages v, 19 et 20.)
- [5] Antonio Barrero-Gil, Santiago Pindado, and Sergio Avila. Extracting energy from vortex-induced vibrations : A parametric study. *Applied Mathematical Modelling*, 36(7) :3153 – 3160, 2012. (Cité en pages 32 et 38.)
- [6] P W Bearman. Vortex shedding from oscillating bluff bodies. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 16(1) :195–222, 1984. (Cité en page 28.)
- [7] M. Bernitsas, K. Raghavan, Y. Ben-Simon, and E. Garcia. VIVACE (Vortex Induced Vibration Aquatic Clean Energy) : a new concept in generation of clean and renewable energy from fluid flow. *Journal of Offshore Mechanics and Arctic Engineering*, 130, september 2008. (Cité en pages 28, 30 et 31.)
- [8] Michael Bernitsas, Y Ben-Simon, K Raghavan, and E.M.H. Garcia. The vivace converter : Model tests at reynolds numbers around 10^5 . 131 :1–13, 01 2009. (Cité en page 31.)
- [9] MM Bernitsas, K Raghavan, and D Maroulis. Effect of free surface on viv for energy harnessing at $8 \times 10^3 < re < 1.5 \times 10^5$. In *Proceedings of the International Conference on Offshore Mechanics and Arctic Engineering-OMAE*, 2007. (Cité en page 64.)
- [10] BioPower Systems. (Cité en page 17.)
- [11] R.E.D. Bishop and A.Y. Hassan. The lift and drag forces on a circular cylinder oscillating in a flowing fluid. *Proceedings of the Royal Society of London A : Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, 277(1368) :51–75, 1964. (Cité en pages 28 et 29.)
- [12] RD Blevins and TE. Burton. Fluid forces induced by vortex shedding. *Journal of Fluids Engineering*, 98(1) :19–24, 1976. (Cité en page 32.)
- [13] Robert D. Blevins. *Flow-Induced Vibration*. Krieger Pub Co, 2001. (Cité en pages v, vi, 22, 23, 83, 89 et 121.)

- [14] Mourad BOUDJERIS. *Calcul des performances aérodynamiques de la configuration aile-fuselage Ara M100 par maillage hybride*. Université Saad Dahleb, 2011. (Cité en page 71.)
- [15] J. Boussinesq. *Essai sur la théorie des eaux courantes*. Mémoires présentés par divers savants à l'Académie des sciences de l'Institut national de France. Impr. nationale, 1877. (Cité en pages 68 et 70.)
- [16] C.C. Chang, R. Ajith Kumar, and M. Bernitsas. VIV and galloping of single circular cylinder with surface roughness at $2.0 \times 10^4 \leq \text{Re} \leq 1.2 \times 10^5$. *Ocean Engineering*, 38 :1713–1732, 2011. (Cité en page 24.)
- [17] Che-Chun (Jim) Chang, R. Ajith Kumar, and Michael M. Bernitsas. Viv and galloping of single circular cylinder with surface roughness at $310^4 \leq re \leq 1.210^5$. *Ocean Engineering*, 38(16) :1713 – 1732, 2011. (Cité en page 31.)
- [18] Nicole Colas-Linhart and Anne Petiet. *La saga nucléaire : Témoignages d'acteurs*. L'Harmattan, 2015. (Cité en page 4.)
- [19] JR Craig, DJ Vaughan, and BJ Skinner. Resources of the earth. origin, use, and environmental impact. 1996. (Cité en page 6.)
- [20] Peter Davies, Amélie Boisseau, Dominique Choqueuse, Frédéric Thiebaud, and Dominique Perreux. Durabilité des composites pour énergie marine renouvelable. In AMAC, editor, *17èmes Journées Nationales sur les Composites (JNC17)*, page 34, Poitiers-Futuroscope, France, June 2011. (Cité en page 1.)
- [21] R. W. Davis, E. F. Moore, and L. P. Purtell. A numerical-experimental study of confined flow around rectangular cylinders. *Physic of Fluids*, 27(1) :46—59, January 1984. (Cité en page 155.)
- [22] Guillaume De Nayer. *Fluid-Structure Interaction for elongated bodies*. Theses, Ecole Centrale de Nantes (ECN), December 2008. (Cité en pages vi, 73, 74 et 75.)
- [23] N. Dellinger. *Instrumentation d'un tunnel hydrodynamique pour la caractérisation de turbines à flux transverse*. PhD thesis, Université de Grenoble, 2011. (Cité en page 31.)
- [24] N. Dellinger, P. François, D. Lefebure, R. Mosé, and P.A. Garambois. Experiment of a hydro-power conversion system based on vortex induced vibration in confined channel. *Renewable Energy*, 2017. (Cité en page 32.)
- [25] Antoine Devesa. *Modélisation de paroi pour la simulation d'écoulements instationnaires non-isothermes*. PhD thesis, 2006. Thèse de doctorat dirigée par Nicoud, Franck Mathématiques Montpellier 2 2006. (Cité en pages vi et 69.)
- [26] Boris Dänzer-Kantof and Félix Torres. *L'Énergie de la France. De Zoé aux EPR, l'histoire du programme nucléaire*. Éditions François Bourin, 2013. (Cité en page 5.)
- [27] Jinlong Duan, Ke Chen, Yunxiang You, Renfeng Wang, and Jinlong Li. Three-dimensional dynamics of vortex-induced vibration of a pipe with internal flow

- in the subcritical and supercritical regimes. *International Journal of Naval Architecture and Ocean Engineering*, 10(6) :692 – 710, 2018. (Cité en page 170.)
- [28] Leandro Duarte, Nicolas Dellinger, Guilhem Dellinger, Abdellah Ghenaim, and Abdelali Terfous. Experimental investigation of the dynamic behaviour of a fully passive flapping foil hydrokinetic turbine. *Journal of Fluids and Structures*, 88 :1 – 12, 2019. (Cité en page 16.)
- [29] Leandro Duarte, Nicolas Dellinger, Guilhem Dellinger, Abdelali Terfous, and Abdellah Ghenaim. Flapping foils as efficient hydrokinetic turbines : first steps in cfd modeling. 25 :94–99, 01 2018. (Cité en page 16.)
- [30] Mathieu Durand. *Light and flexible Fluid/Structure Interaction, application to sailing boats*. Theses, Ecole Centrale de Nantes (ECN), October 2012. (Cité en page 73.)
- [31] EDF. Les énergies marines en chiffres. (Cité en page 1.)
- [32] Felix Ewere, Gang Wang, and Brian Cain. Experimental investigation of galloping piezoelectric energy harvesters with square bluff bodies. *Smart Materials and Structures*, 23(10) :104012, 2014. (Cité en page 18.)
- [33] F. Fei and W. J. Li. A fluttering-to-electrical energy transduction system for consumer electronics applications. In *2009 IEEE International Conference on Robotics and Biomimetics (ROBIO)*, pages 580–585, Dec 2009. (Cité en page 16.)
- [34] C. C. Feng. The measurement of vortex-induced effects in flow past stationary and oscillating circular and d-section cylinders. Master’s thesis, University of British Columbia, 1968. (Cité en pages vii, 121, 123 et 160.)
- [35] Antonio Carlos FERNANDES and Mohammadmehdi ARMANDEI. Phenomenological model for torsional galloping of an elastic flat plate due to hydrodynamic loads. *Journal of Hydrodynamics, Ser. B*, 26(1) :57 – 65, 2014. (Cité en page 19.)
- [36] J. Gilles. Methane quashes green credentials of hydropower. *Nature*, 444(7119) :524–525, 2006. (Cité en page 12.)
- [37] Eric Goncalvès Da Silva. Méthodes et Analyse Numériques. Lecture, October 2007. (Cité en page 74.)
- [38] R. GOVARDHAN and C. H. K. WILLIAMSON. Resonance forever : existence of a critical mass and an infinite regime of resonance in vortex-induced vibration. *Journal of Fluid Mechanics*, 473 :147–166, 2002. (Cité en page 28.)
- [39] Robert Gross, Philip Heptonstall, Dennis Anderson, Tim Green, Matthew Leach, and Jim Skea. *The Costs and Impacts of Intermittency : An assessment of the evidence on the costs and impacts of intermittent generation on the British electricity network*. 2006. (Cité en page 13.)
- [40] IGN. Base de données carthage, August 2018. (Cité en page 1.)
- [41] Ivan Debay. Rétrospective : 100 ans de consommation électrique en france., June 2017. (Cité en pages v, 1, 3 et 4.)

- [42] Garhis H. Keulegan and Lloyd H. Carpenter. Forces on cylinders and plates in an oscillating fluid. *Journal of Research of the National Bureau of Standards*, 1958. (Cité en pages 23 et 47.)
- [43] Michel Larinier and F. Travade. Downstream migration : problems and facilities. *Bulletin Français de la Pêche et de la Pisciculture*, 364(Supplément) :181–207, 2002. (Cité en pages 2 et 12.)
- [44] B.E. Launder and D.B. Spalding. The numerical computation of turbulent flows. *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, 3(2) :269 – 289, 1974. (Cité en page 70.)
- [45] Le Monde. Centrales nucléaires : des coûts de maintenance estimés à 100 milliards d’euros., February 2016. (Cité en page 5.)
- [46] Le Monde. L’article de loi sur la fin de la production d’hydrocarbures adopté par les députés, October 2017. (Cité en page 1.)
- [47] Le Monde de l’énergie. Quelle place pour l’hydrolien dans le mix énergétique ?, January 2018. (Cité en page 14.)
- [48] Le Monde Diplomatique. Inquiétants barrages., August 2008. (Cité en page 12.)
- [49] J.H. Lee, N. Xiros, and M. Bernitsas. Virtual damper-spring system for viv experiments and hydrokinetic energy conversion. *Ocean Engineering*, 38 :732–747, 2011. (Cité en pages 30 et 129.)
- [50] L gifrance. D cret num ro 2016-23 du 18 janvier 2016 relatif à la définition de la puissance installée des installations de production d’ lectricit  qui utilisent des  nergies renouvelables., January 2016. (Cité en page 5.)
- [51] Jijian Lian, Xiang Yan, Fang Liu, and Jun Zhang. Analysis on flow induced motion of cylinders with different cross sections and the potential capacity of energy transference from the flow. *Shock and vibration*, 2017, 2017. (Cité en page 118.)
- [52] J. H. Lienhard. Synopsis of lift, drag and vortex frequency data for rigid circular cylinders, 1966. (Cité en pages v, 22, 23, 25 et 121.)
- [53] O M. Griffin and S E. Ramberg. Some recent studies of vortex shedding with application to marine tubulars and risers. 104, 03 1982. (Cité en page 32.)
- [54] Yann Marchesse. Modélisation de la turbulence, 2010. (Cité en page 72.)
- [55] J.C. McVeigh. *Energy around the world : an introduction to energy studies, global resources, needs, utilization*. Pergamon international library of science, technology, engineering, and social studies. Pergamon Press, 1984. (Cité en page 4.)
- [56] Philippe Meliga, Jean-Marc Chomaz, and François Gallaire. Extracting energy from a flow : An asymptotic approach using vortex-induced vibrations and feedback control. 27 :861–874, 07 2011. (Cité en page 32.)
- [57] Florian R. Menter. Improved two-equation k-omega turbulence models for aerodynamic flows. 1992. (Cité en page 85.)

- [58] Claude Louis Marie Henri Navier. *Mémoire de l'Académie Royale des Sciences, Paris*, 6 :389–416, 1823. (Cité en page 65.)
- [59] C. Norberg. Fluctuating lift on a circular cylinder : review and new measurements. *Journal of Fluids and Structures*, 17 :57–87, 2003. (Cité en page 89.)
- [60] ONEMA. Restauration de la continuité écologique des cours d'eau et des milieux aquatiques. idées reçues et préjugés., 2014. (Cité en page 12.)
- [61] OpenCFD Ltd. Specification of patch types in OpenFOAM, 2018. (Cité en page 77.)
- [62] Pierre Pétrequin, Rose-Marie Arbogast, Anne-Marie Pétrequin, Samuel Van Willigen, and Maxence Bailly. *Premiers chariots, premiers araires : La diffusion de la traction animale en Europe pendant les IVe et IIIe millénaires avant notre ère*. CNRS, coll. « Recherches Archéologiques », 2006. (Cité en page 3.)
- [63] K Raghavan, Michael Bernitsas, and D E. Maroulis. Effect of bottom boundary on viv for energy harnessing at $8 \times 10^3 < re < 1.5 \times 10^5$. 131, 08 2009. (Cité en page 64.)
- [64] K. Raghavan and M.M. Bernitsas. Experimental investigation of Reynolds number effect on vortex induced vibration of rigid circular cylinder on elastic supports. *Ocean Engineering*, 38(5-6) :719–731, April 2011. (Cité en pages 24 et 28.)
- [65] K. Raghavan and M.M. Bernitsas. Experimental investigation of Reynolds number effect on vortex induced vibration of rigid circular cylinder on elastic supports. *Ocean Engineering*, 38(5-6) :719–731, April 2011. (Cité en pages 28 et 30.)
- [66] R. Rajaona, F. Groussard, M. Levenez, and M. Lebey. Visualisation de l'écoulement autour d'un cylindre oscillant au voisinage d'une surface libre. 9^{es} journées de l'hydrodynamique, Mars 2003. (Cité en page 122.)
- [67] Théophile Raux. Étude d econditions limites de sortie pour la méthode des éléments finis. Master's thesis, Polytechnique Montréal, 2017. (Cité en page 81.)
- [68] Ali Bakhshandeh Rostami and Mohammadmehdi Armandei. Renewable energy harvesting by vortex-induced motions : Review and benchmarking of technologies. *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, 70(C) :193–214, 2017. (Cité en pages v, 15 et 36.)
- [69] Réseau de l'Intelligence Électrique (RTE). Bilan Électrique français 2016. page 11, 2016. (Cité en pages v, 5, 6 et 7.)
- [70] T Sarpkaya. Vortex-induced oscillations : A selective review. 46 :241–258, 01 1979. (Cité en page 32.)
- [71] V. K. Sin and R. M. C. So. Local force measurements on finite span cylinders in cross flow. *Journal of Fluids Engineering*, (109) :136–143, 1987. (Cité en pages 83 et 113.)

- [72] Jayant Sirohi and Rohan Mahadik. Piezoelectric wind energy harvester for low-power sensors. *Journal of Intelligent Material Systems and Structures*, 22(18) :2215–2228, 2011. (Cité en page 18.)
- [73] George Gabriel Stokes. *Transactions of Cambridge Philosophical Society*, 8 :287–305, 1845. (Cité en page 65.)
- [74] The Engineering Business Ltd. Project summary. stingray tidal stream energy device – phase 1, 2002. (Cité en page 16.)
- [75] The Engineering Business Ltd. Project summary. stingray tidal stream energy device – phase 2, 2003. (Cité en page 16.)
- [76] The Engineering Business Ltd. Project summary. stingray tidal stream energy device – phase 3, 2005. (Cité en page 16.)
- [77] Sezin Topçu. *La France nucléaire : L’art de gouverner une technologie contestée*. Éditions du Seuil, 2013. (Cité en page 5.)
- [78] Union Française de l’Électricité (UFE). Hydroélectricité : des possibilités de développement sur votre territoire., 2011. (Cité en page 13.)
- [79] Union Française de l’Électricité (UFE). Liste des sous-segments et cours d’eau identifiés à potentiel par création de nouveaux ouvrages (hors seuils existants)., 2011. (Cité en page 13.)
- [80] Union Française de l’Électricité (UFE). Liste des sous-segments et cours d’eau identifiés à potentiel par équipement de seuils existants., 2011. (Cité en page 13.)
- [81] UPMC Sorbonne Universités. Vibrations : systèmes à un degré de liberté. (Cité en page 41.)
- [82] D. Vicente-Ludlam, A. Barrero-Gil, and A. Velazquez. Enhanced mechanical energy extraction from transverse galloping using a dual mass system. *Journal of Sound and Vibration*, 339 :290 – 303, 2015. (Cité en pages v, 18 et 19.)
- [83] David Wilcox. Formulation of the $k - \omega$ turbulence model revisited. *AIAA Journal*, 46 :2823–2838, 2008. (Cité en page 71.)
- [84] Qing Xiao and Qiang Zhu. A review on flow energy harvesters based on flapping foils. *Journal of Fluids and Structures*, 46 :174 – 191, 2014. (Cité en page 16.)
- [85] M.-M. Zdravkovich. *Flow Around Circular Cylinders. Fundamentals*, volume 1. Oxford University Press, 1997. (Cité en pages v, vii, xi, 24, 26, 27, 119 et 120.)
- [86] M. Zhao. Numerical investigation of two-degree-of-freedom vortex-induced vibration of a circular cylinder in oscillatory flow. *Journal of Fluids and Structures*, 39 :41–59, 2013. (Cité en page 18.)

Formulaire du modèle analytique

A.1 Schémas

A.1.1 Schéma récapitulatif des différentes grandeurs

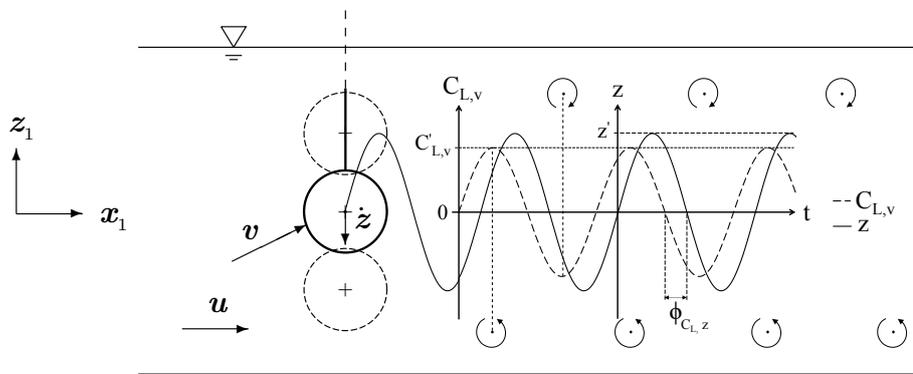


FIGURE A.1 – Vue de côté.

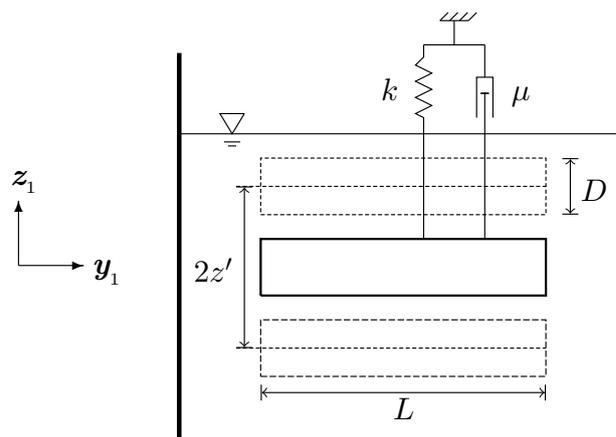


FIGURE A.2 – Vue de face.

A.1.2 Projection des forces appliquées sur l'axe vertical

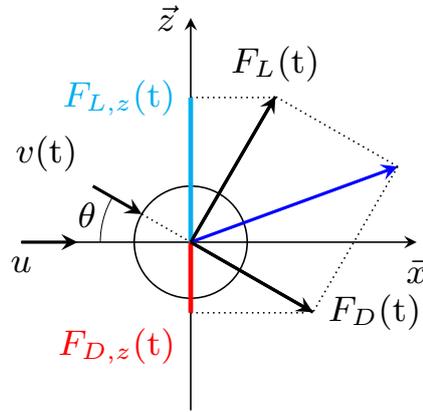


FIGURE A.3 – Projection des forces $F_L(t)$ et $F_D(t)$ sur l'axe \vec{z} selon $v(t)$.

A.2 Relations de base

A.2.1 Vibrations induites par vortex

Nombre de Strouhal St

$$St = \frac{f_s D}{u}$$

avec

- f_s la fréquence lâchers de tourbillons avec cylindre au repos (fréquence de Strouhal) ;
- D le diamètre du cylindre ;
- u la vitesse moyenne à l'amont.

Coefficient de portance $C_{Lv}(t)$

$$\begin{aligned} C_{Lv}(t) &= C'_{Lv} \sin(\omega_v t) + \overline{C_{Lv}} \\ &\simeq C'_{Lv} \sin(\omega_v t) \end{aligned}$$

avec

- C'_{Lv} l'amplitude maximale du coefficient de portance pour une vitesse incidente v ;
- ω_v la pulsation de lâchers de tourbillons ($= 2\pi f_v$) ;
- $\overline{C_{Lv}}$ le coefficient de portance moyen pour une vitesse incidente v .

Coefficient de traînée $C_{Dv}(t)$

$$C_{Dv}(t) = \frac{C'_{Dv}}{\overline{C_{Dv}}} \sin(\omega_v t) + \overline{C_{Dv}}$$

avec

- C'_{Dv} l'amplitude maximale du coefficient de traînée pour une vitesse incidente v ;
- ω_v la pulsation de lâchers de tourbillons ($= 2\pi f_v$) ;
- $\overline{C_{Dv}}$ le coefficient de traînée moyen pour une vitesse incidente v .

Force de portance $F_{Lv}(t)$

$$F_{Lv}(t) = \frac{1}{2} \rho v^2 S C_{Lv}(t)$$

$$\simeq \frac{1}{2} \rho v^2 S C'_{Lv} \sin(\omega_v t)$$

avec

- ρ la masse volumique de l'eau ;
- v l'amplitude moyenne de la vitesse incidente ;
- S la surface du cylindre ($= L D$) ;
- C'_{Lv} l'amplitude maximale du coefficient de portance pour une vitesse incidente v ;
- ω_v la pulsation de lâchers de tourbillons ($= 2\pi f_v$) ;
- $\overline{C'_{Lv}}$ le coefficient de portance moyen pour une vitesse incidente v .

Force de traînée $F_D(t)$

$$F_{Dv}(t) = \frac{1}{2} \rho v^2 S C_{Dv}(t)$$

$$\simeq \frac{1}{2} \rho v^2 S \overline{C_{Dv}}$$

avec

- ρ la masse volumique de l'eau ;
- v l'amplitude moyenne de la vitesse incidente ;
- S la surface du cylindre ($= L D$) ;
- C'_{Dv} l'amplitude maximale du coefficient de traînée pour une vitesse incidente v ;
- ω_v la pulsation de lâchers de tourbillons ($= 2\pi f_v$) ;
- $\overline{C_{Dv}}$ le coefficient de traînée moyen pour une vitesse incidente v .

Position du cylindre $z(t)$

$$\begin{aligned} z(t) &= z' \cos(\omega_v t + \phi) \\ &= \alpha \cos \omega_v t + \beta \sin \omega_v t \end{aligned}$$

avec

- z' la demi-amplitude maximale de déplacement du cylindre ($= \sqrt{\alpha^2 + \beta^2}$);
- ω_v la pulsation de lâchers de tourbillons ($= 2\pi f_v$);
- ϕ le déphasage entre $C_{Lv}(t)$ et $z(t)$.

A.2.2 Autres relations**Volume du cylindre V_{cyl}**

$$V_{cyl} = \frac{\pi D^2}{4} L$$

avec

- D le diamètre du cylindre;
- L la longueur du cylindre.

Masse totale m

$$\begin{aligned} m &= m_{eq} + m_a \\ &= m_{eq} + C_a \rho V_{cyl} \end{aligned}$$

avec

- m_{eq} la masse équivalente oscillante (masse du cylindre + un tiers du ressort);
- C_a le coefficient de masse ajoutée;
- ρ la masse volumique de l'eau;
- V_{cyl} le volume occupé par le cylindre dans l'eau.

Vitesse incidente $v(t)$

$$v(t) = \sqrt{u^2 + \dot{z}(t)^2} = \gamma(t) u$$

avec

- u la vitesse moyenne à l'amont;
- $\dot{z}(t)$ la vitesse instantannée du cylindre sur l'axe \vec{z} ;
- $\gamma(t)$ le ratio instantané entre $v(t)$ et u .

$$v_{rms} = \gamma u$$

Valeur f_{rms} d'une grandeur $f(t)$ variable dans le temps

$$f_{rms} = \sqrt{\frac{1}{T} \int_0^T f(t)^2 dt}$$

avec

- $f(t)$ une fonction quelconque dépendant de t ;
- f_{rms} l'amplitude efficace (ou *rms*) de $f(t)$ sur une durée T ;
- T la durée choisie pour calculer f_{rms} .

A.3 Modèle analytique

A.3.1 Formules générales

Position instantannée du cylindre $z(t)$

$$z(t) = \frac{\gamma(t) \frac{1}{2} \rho S C'_{Lv} u^2}{\sqrt{(k - \omega_v^2 m)^2 + \omega_v^2 (\mu + \gamma(t) \frac{1}{2} \rho S \overline{C_{Dv}} u)^2}} \cos(\omega_v t + \phi)$$

avec

- $\gamma(t)$ le ratio instantané entre $v(t)$ et u ;
- ρ la masse volumique de l'eau ;
- S la surface du cylindre ($= LD$) ;
- C'_{Lv} l'amplitude maximale du coefficient de portance pour une vitesse incidente v ;
- u la vitesse moyenne à l'amont ;
- k la raideur équivalente du ressort ;
- ω_v la pulsation de lâchers de tourbillons ($= 2\pi f_v$) ;
- m la masse totale oscillante ;
- μ le coefficient d'amortissement (coefficient de récupération d'énergie + pertes par frottement) ;
- $\overline{C_{Dv}}$ le coefficient de traînée moyen pour une vitesse incidente v ;
- ϕ le déphasage entre $C_{Lv}(t)$ et $z(t)$.

On peut également écrire l'équation précédente sous la forme

$$z(t) = \alpha \cos \omega_v t + \beta \sin \omega_v t$$

avec

$$\alpha = - \frac{\gamma(t) \frac{1}{2} \rho S C'_{Lv} u^2}{(k - \omega_v^2 m)^2 + \omega_v^2 (\mu + \gamma(t) \frac{1}{2} \rho S \overline{C_{Dv}} u)^2} \omega_v (\mu + \gamma(t) \frac{1}{2} \rho S \overline{C_{Dv}} u)$$

$$\beta = \frac{\gamma(t) \frac{1}{2} \rho S C'_{Lv} u^2}{(k - \omega_v^2 m)^2 + \omega_v^2 (\mu + \gamma(t) \frac{1}{2} \rho S \overline{C_{Dv}} u)^2} (k - \omega_v^2 m)$$

Amplitude moyenne adimensionnée des oscillations z_{rms}^*

$$z_{rms}^* = \frac{\gamma \frac{1}{2} \rho L C_{Lv} u^2}{\sqrt{(k - \omega_v^2 m)^2 + \omega_v^2 (\mu + \gamma \frac{1}{2} \rho S \overline{C_{Dv}} u)^2}}$$

avec

- γ la valeur *rms* du ratio entre $v(t)$ et u ;
- ρ la masse volumique de l'eau ;
- L la longueur du cylindre ;
- C_{Lv} l'amplitude *rms* du coefficient de portance pour une vitesse incidente v ;
- u la vitesse moyenne à l'amont ;
- k la raideur équivalente du ressort ;
- ω_v la pulsation de lâchers de tourbillons ($= 2\pi f_v$) ;
- m la masse totale oscillante ;
- μ le coefficient d'amortissement (coefficient de récupération d'énergie + pertes par frottement) ;
- $\overline{C_{Dv}}$ le coefficient de traînée moyen pour une vitesse incidente v .

Expression de l'efficacité η_1 (sans z_{rms}^*)

$$\eta_1 = \frac{\mu (\omega_v z_{rms})^2}{\frac{1}{2} \rho u^3 S}$$

avec

- μ le coefficient d'amortissement (coefficient de récupération d'énergie + pertes par frottement) ;
- ω_v la pulsation de lâchers de tourbillons ($= 2\pi f_v$) ;
- z_{rms} l'amplitude moyenne des oscillations ;
- ρ la masse volumique de l'eau ;
- u la vitesse moyenne à l'amont ;
- S la surface du cylindre ($= L D$).

Expression de l'efficacité η_2 (avec z_{rms}^*)

$$\eta_2 = \frac{\mu (\omega_v z_{rms})^2}{\frac{1}{2} \rho u^3 S (1 + z_{rms}^*)}$$

avec

- μ le coefficient d'amortissement (coefficient de récupération d'énergie + pertes par frottement) ;
- ω_v la pulsation de lâchers de tourbillons ($= 2\pi f_v$) ;

- z_{rms} l'amplitude moyenne des oscillations ;
- ρ la masse volumique de l'eau ;
- u la vitesse moyenne à l'amont ;
- S la surface du cylindre ($= LD$) ;
- z^*_{rms} l'amplitude moyenne adimensionnée des oscillations.

Raideur optimale k_{opt}

$$k_{opt} = \omega_v^2 m = (\omega_s \gamma)^2 m$$

avec

- ω_v la pulsation de lâchers de tourbillons ($= 2\pi f_v$) ;
- m la masse totale oscillante ;
- ω_s la pulsation de lâchers de tourbillons avec cylindre au repos ($= 2\pi f_s$) ;
- γ la valeur *rms* du ratio entre $v(t)$ et u .

Coefficient d'amortissement ξ

$$\xi = \frac{\mu}{2k} \sqrt{\frac{k}{m}}$$

avec

- μ le coefficient d'amortissement (coefficient de récupération d'énergie + pertes par frottement) ;
- k la raideur équivalente du ressort ;
- m la masse totale oscillante.

Rapport entre μ et l'amortissement dû aux forces de traînée verticales μ^*

$$\mu^* = \frac{\mu}{\frac{1}{2} \rho S \overline{C_{Dv}} u}$$

avec

- μ le coefficient d'amortissement (coefficient de récupération d'énergie + pertes par frottement) ;
- ρ la masse volumique de l'eau ;
- S la surface du cylindre ($= LD$) ;
- $\overline{C_{Dv}}$ le coefficient de traînée moyen pour une vitesse incidente v ;
- u la vitesse moyenne à l'amont.

A.3.2 Cas particuliers (*lock-in*)

A.3.2.1 μ quelconque

Amplitude moyenne des oscillations $(z_{rms}^*)_{k_{opt}}$

$$(z_{rms})_{k_{opt}} = \frac{u}{\omega_v} \frac{C_{Lv}}{\overline{C_{Dv}}} \frac{\gamma}{\gamma + \mu^*}$$

avec

- u la vitesse moyenne à l'amont ;
- ω_v la pulsation de lâchers de tourbillons ($= 2\pi f_v$) ;
- C_{Lv} l'amplitude *rms* du coefficient de portance pour une vitesse incidente v ;
- $\overline{C_{Dv}}$ le coefficient de traînée moyen pour une vitesse incidente v ;
- γ la valeur *rms* du ratio entre $v(t)$ et u ;
- μ^* le rapport entre μ et l'amortissement dû aux forces de traînée verticales.

A.3.2.2 $\mu = 0$

Amplitude moyenne adimensionnée des oscillations $(z_{rms}^*)_{\mu=0, k_{opt}}$

$$(z_{rms}^*)_{\mu=0, k_{opt}} = \frac{u}{\omega_v} \frac{C_{Lv}}{\overline{C_{Dv}}} \frac{1}{D} = \frac{1}{2\pi} \frac{1}{St} \frac{C_{Lv}}{\overline{C_{Dv}}}$$

avec

- u la vitesse moyenne à l'amont ;
- ω_v la pulsation de lâchers de tourbillons ($= 2\pi f_v$) ;
- C_{Lv} l'amplitude *rms* du coefficient de portance pour une vitesse incidente v ;
- $\overline{C_{Dv}}$ le coefficient de traînée moyen pour une vitesse incidente v ;
- D le diamètre du cylindre.
- St le nombre de Strouhal ;

Coefficient $(\gamma)_{\mu=0, k_{opt}}$

$$(\gamma)_{\mu=0, k_{opt}} = \sqrt{1 + \left(\frac{C_{Lv}}{\overline{C_{Dv}}}\right)^2}$$

avec

- C_{Lv} l'amplitude *rms* du coefficient de portance pour une vitesse incidente v ;
- $\overline{C_{Dv}}$ le coefficient de traînée moyen pour une vitesse incidente v .

Raideur optimale $(k_{opt})_{max}$

$$(k_{opt})_{\mu=0, k_{opt}} = \omega_s^2 m \left(1 + \left(\frac{C_{Lv}}{C_{Dv}} \right)^2 \right)$$

avec

- ω_s la pulsation de lâchers de tourbillons avec cylindre au repos ($= 2\pi f_s$);
- m la masse totale oscillante;
- C_{Lv} l'amplitude *rms* du coefficient de portance pour une vitesse incidente v ;
- $\overline{C_{Dv}}$ le coefficient de traînée moyen pour une vitesse incidente v .

A.3.2.3 $\mu = (\mu_{opt})_{k_{opt}, \eta_1}$ (η_1 **max**)

Coefficient μ optimal $(\mu_{opt})_{k_{opt}, \eta_1}$

$$(\mu_{opt})_{k_{opt}, \eta_1} = (\gamma)_{(\mu, k)_{opt}, \eta_1} \frac{1}{2} \rho S \overline{C_{Dv}} u$$

Amplitude moyenne adimensionnée des oscillations $(z_{rms}^*)_{\mu_{opt}, k_{opt}}$

$$(z_{rms}^*)_{(\mu, k)_{opt}, \eta_1} = \frac{1}{2} (z_{rms}^*)_{\mu=0, k_{opt}}$$

Coefficient $(\gamma)_{(\mu, k)_{opt}, \eta_1}$

$$(\gamma)_{(\mu, k)_{opt}, \eta_1} = \sqrt{1 + \left(\frac{1}{2} \frac{C_{Lv}}{C_{Dv}} \right)^2}$$

Efficacité η_1 maximale $(\mu = (\mu_{opt})_{k_{opt}, \eta_1})$

$$(\eta_1)_{(\mu, k)_{opt}} = (\gamma)_{(\mu, k)_{opt}, \eta_1} \frac{C_{Lv}^2}{C_{Dv}} \left(\frac{1}{2} \right)^2$$

A.3.2.4 $\mu = (\mu_{opt})_{k_{opt}, \eta_2}$ (η_2 **max**)

Coefficient μ optimal $(\mu_{opt})_{\eta_2, k_{opt}}$

$$(\mu_{opt})_{\eta_2, k_{opt}} = (\gamma)_{(\mu, k)_{opt}, \eta_2} \frac{1}{2} \rho S \overline{C_{Dv}} u \sqrt{1 + (z_{rms}^*)_{\mu=0, k_{opt}}}$$

Amplitude moyenne adimensionnée des oscillations $(z_{rms}^*)_{(\mu, k)_{opt}, \eta_2}$

$$(z_{rms}^*)_{(\mu, k)_{opt}, \eta_2} = \frac{1}{1 + \sqrt{1 + (z_{rms}^*)_{\mu=0, k_{opt}}}} (z_{rms}^*)_{\mu=0, k_{opt}}$$

Coefficient $(\gamma)_{(\mu, k)_{opt}, \eta_2}$

$$(\gamma)_{(\mu, k)_{opt}, \eta_2} = \sqrt{1 + \left(\frac{1}{1 + \sqrt{1 + (z_{rms}^*)_{\mu=0, k_{opt}}} \frac{C_{Lv}}{C_{Dv}}} \right)^2}$$

Efficacité η_2 maximale ($\mu = (\mu_{opt})_{k_{opt}, \eta_2}$)

$$(\eta_2)_{(\mu, k)_{opt}, \eta_2} = (\gamma)_{(\mu, k)_{opt}, \eta_2} \frac{C_{Lv}^2}{C_{Dv}} \left(\frac{1}{1 + \sqrt{1 + (z_{rms}^*)_{\mu=0, k_{opt}}}} \right)^2$$

Efficacité η_2 lorsque η_1 est maximale ($\mu = (\mu_{opt})_{k_{opt}, \eta_1}$)

$$(\eta_2)_{(\mu, k)_{opt}, \eta_1} = \frac{(\eta_1)_{(\mu, k)_{opt}, \eta_1}}{1 + (z_{rms}^*)_{(\mu, k)_{opt}, \eta_1}}$$

Code source modification

OpenFoam

/*

```

=====
|| / Field | OpenFOAM: The Open Source CFD
  Toolbox
|| / Operation |
|| / And | Copyright (C) 2011–2014 OpenFOAM
  Foundation
||/ Manipulation |

```

License

This file is part of OpenFOAM.

*OpenFOAM is free software: you can redistribute it and/or
modify it
under the terms of the GNU General Public License as
published by
the Free Software Foundation, either version 3 of the License
, or
(at your option) any later version.*

*OpenFOAM is distributed in the hope that it will be useful,
but WITHOUT
ANY WARRANTY; without even the implied warranty of
MERCHANTABILITY or
FITNESS FOR A PARTICULAR PURPOSE. See the GNU General Public
License
for more details.*

*You should have received a copy of the GNU General Public
License
along with OpenFOAM. If not, see <[http://www.gnu.org/
licenses/](http://www.gnu.org/licenses/)>.*

/*

*/


```

    stiffnessMax_(),
    kpDelta_(),
    npDelta_(),
    vthDelta_(),
    stiffnessDelta_(),
    limiteMin_(),
    debutOptimisation_(),
    nombreCycles_(),
    kpOrdre_(),
    npOrdre_(),
    vthOrdre_(),
    stiffnessOrdre_(),
    optimizationMethod_(),
    activeRebound_(),
    coeffExpo_(),
    lambdaUn_(),
    lambdaDeux_(),
    limiteMax_()
{
    read(sDoFRBMRDict);
}

// * * * * * Destructors * * * * *
// * * * * * //

Foam::sixDoFRigidBodyMotionRestraints::linearSpring::~~
    linearSpring()
{}

// * * * * * Member Functions * * * * *
// * * * * * //

// Lecture de la bibliothèque

double np_;
int npOrdre_;
double npMin_;
double npMax_;
double npDelta_;

double kp_;
int kpOrdre_;
double kpMin_;
double kpMax_;
double kpDelta_;

double vth_;

```

```
int vthOrdre_ ;
double vthMin_ ;
double vthMax_ ;
double vthDelta_ ;

double stiffness_ ;
int stiffnessOrdre_ ;
double stiffnessMin_ ;
double stiffnessMax_ ;
double stiffnessDelta_ ;

int activeRebound_ ;

double limiteMin_ ;
double limiteMax_ ;

int optimizationMethod_ ;
int debutOptimisation_ ;
int nombreCycles_ ;

double coeffExpo_ ;
double lambdaUn_ ;
double lambdaDeux_ ;

double kpCoeffA_ ;
double kpCoeffB_ ;

// Calculs en interne

double raideur ;
double npNew ;
double kpNew ;
double vthNew ;
double stiffnessNew ;
double vNmoinsUn ;
double puissanceMoyenne ;
double puissance ;
double amplitude ;
double amplitudeMoyenne ;
double pUn ;
double pDeux ;
double position ;
double tempsTotal ;
double tempsCycle ;
double compteurExpo ;
double frequenceOscillations ;
double sauvegardeTemps ;

// Compteurs et tests
```

```

int compteurCycles;
int compteurPuissance;
int compteurPPT;
int compteurParametre;
int changementParametre;
int compteur;
int compteurParametreUn ;
int compteurParametreDeux ;
int changementParametreUn;
int changementParametreDeux;

double compteurExpoParametreDeux;
double tempsCycleParametreDeux;
double compteurExpoParametreUn;
double tempsCycleParametreUn;

double fMoinsUn;
double pasDeTemps;
double parametreUn ;
double parametreUnMin ;
double parametreUnMax ;
double parametreDeux ;
double parametreDeuxMin ;
double parametreDeuxMax ;
double deltaParametreUn ;
double deltaParametreDeux ;

void Foam::sixDoFRigidBodyMotionRestrains::linearSpring::
    restrain
(
    const sixDoFRigidBodyMotion& motion,
    vector& restraintPosition,
    vector& restraintForce,
    vector& restraintMoment
) const
{
    // Initialisation

    if (vthNew == 0) {vthNew = vth_;}
    if (kpNew == 0) {kpNew = kp_;}
    if (npNew == 0)
    {
        if (np_ != 0) {npNew = np_;}
        else {npNew = kpNew*kpCoeffA_ + kpCoeffB_;}
    }
    if (stiffnessNew == 0) {stiffnessNew = stiffness_;}
    if (compteurParametre == 0) {compteurParametre = 1;}

```

```
// Initialisation méthode par balayage

if (kpOrdre_ == 1)
{
    parametreUn = kpNew ;
    parametreUnMin = kpMin_ ;
    parametreUnMax = kpMax_ ;
    deltaParametreUn = kpDelta_ ;
}
else if (kpOrdre_ == 2)
{
    parametreDeux = kpNew ;
    parametreDeuxMin = kpMin_ ;
    parametreDeuxMax = kpMax_ ;
    deltaParametreDeux = kpDelta_ ;
}

if (npOrdre_ == 1)
{
    parametreUn = npNew ;
    parametreUnMin = npMin_ ;
    parametreUnMax = npMax_ ;
    deltaParametreUn = npDelta_ ;
}
else if (npOrdre_ == 2)
{
    parametreDeux = npNew ;
    parametreDeuxMin = npMin_ ;
    parametreDeuxMax = npMax_ ;
    deltaParametreDeux = npDelta_ ;
}

if (vthOrdre_ == 1)
{
    parametreUn = vthNew ;
    parametreUnMin = vthMin_ ;
    parametreUnMax = vthMax_ ;
    deltaParametreUn = vthDelta_ ;
}
else if (vthOrdre_ == 2)
{
    parametreDeux = vthNew ;
    parametreDeuxMin = vthMin_ ;
    parametreDeuxMax = vthMax_ ;
    deltaParametreDeux = vthDelta_ ;
}

if (stiffnessOrdre_ == 1)
```

```

{
    parametreUn = stiffnessNew ;
    parametreUnMin = stiffnessMin_ ;
    parametreUnMax = stiffnessMax_ ;
    deltaParametreUn = stiffnessDelta_ ;
}
else if (stiffnessOrdre_ == 2)
{
    parametreDeux = stiffnessNew ;
    parametreDeuxMin = stiffnessMin_ ;
    parametreDeuxMax = stiffnessMax_ ;
    deltaParametreDeux = stiffnessDelta_ ;
}

restraintPosition = motion.transform(refAttachmentPt_);

vector r = restraintPosition - anchor_ ;

scalar magR = mag(r);
r /= (magR + VSMALL);

vector v = motion.velocity(restraintPosition);

vector forceGeneratrice = v;

// Calcul du temps total

if (fabs(v[2] != 0)) {pasDeTemps = fabs(position - (magR -
    restLength_))/fabs(v[2]); tempsTotal += pasDeTemps;}
else {pasDeTemps = 0;}

// Effet de rebondissement si le cylindre dépasse la zone d'étude

if ((fabs(magR) >= limiteMax_)&&(activeRebound_ == 1)) {
    raideur = (1+1e4*fabs((fabs(magR)-limiteMax_)/limiteMax_))
    *stiffness_ ;}
else if ((fabs(magR) <= limiteMin_)&&(activeRebound_ == 1)) {
    raideur = (1+1e4*fabs((fabs(magR)-limiteMin_)/limiteMin_))
    *stiffness_ ;}
else {raideur = stiffness_ ;}

// Méthodes d'optimisation

if (tempsTotal >= debutOptimisation_)
{
    if ((v[2] < 0)&&(vNmoinsUn > 0)) {compteurCycles += 1;}
    if ((sauvegardeTemps == 0)&&(compteurCycles == 1)) {
        sauvegardeTemps = tempsTotal;}
}

```

```

if (compteurCycles >= nombreCycles_)
{
    if (tempsTotal != sauvegardeTemps)
    {
        frequenceOscillations = nombreCycles_/(tempsTotal
            -sauvegardeTemps);
        puissance = puissanceMoyenne/(tempsTotal-
            sauvegardeTemps);
        amplitude = amplitudeMoyenne/(tempsTotal-
            sauvegardeTemps);
    }

    sauvegardeTemps = tempsTotal;
    compteurCycles = 0;
    puissanceMoyenne = 0;
    amplitudeMoyenne = 0;

    if (optimizationMethod_ == 1)
    {
        compteurPuissance += 1;
        pDeux = puissance;

        if (compteurPuissance == 1)
        {
            changementParametre = 1;
        }
        else if (compteurPuissance == 2)
        {
            if (pDeux >= pUn) {changementParametre = 1;
                compteurPuissance -= 1;}
            else if (pDeux < pUn) {changementParametre =
                -1;}
        }
        else if (compteurPuissance == 3)
        {
            if (pDeux >= pUn) {changementParametre = -1;
                compteurPuissance -= 1;}
            else if (pDeux < pUn) {changementParametre =
                1;}
        }
    }
}

// Méthode par balayage de deux paramètres

else if (optimizationMethod_ == 2) // pour l'instant
    seulement en ascendant
{
    compteurPuissance += 1;
    if (compteurPuissance == 1)

```

```

        {
            compteurPuissance += 2 ;
            compteurParametreUn = 0 ;
            compteurParametreDeux = 0 ;
        }
        if (compteurPuissance == 2)
        {
            if (parametreUn <= parametreUnMax)
            {
                changementParametreUn = 1 ;
            }
            else
            {
                compteurPuissance = 4;
            }
        }
        else if (compteurPuissance == 3)
        {
            if (parametreDeux <= parametreDeuxMax)
            {
                compteurPuissance -= 1 ;
                changementParametreDeux = 1 ;
            }
            else if (parametreDeux > parametreDeuxMax)
            {
                compteurPuissance -= 2 ;
                changementParametreUn = 1 ;
                compteurParametreDeux = 0 ;
            }
        }
    }
}

// Calcul puissance moyenne (mais pour ça il faut avoir dépassé
// le temps minimal)

    puissanceMoyenne += pasDeTemps*fabs(fMoinsUn*vNmoinsUn) ;
    amplitudeMoyenne += pasDeTemps*fabs(fabs(magR)-fabs(
        anchor_[2]-refAttachmentPt_[2]))/0.11;

}

// Partie exponentielle
if (optimizationMethod_ == 1)
{
    if (changementParametre != 0)
    {
        if (fabs(compteurExpo) <= 0.999)

```

```

    {
        tempsCycle += pasDeTemps;
        compteurExpo = changementParametre * ( (1 - exp (-(1/
            lambdaUn_)*tempsCycle) )/(1 + coeffExpo_*exp (-
            (1/lambdaDeux_)*tempsCycle) ) );
    }
    else
    {
        compteurPPT += changementParametre;
        tempsCycle = 0;
        compteurExpo = 0;
        changementParametre = 0;
    }
}
}
else if (optimizationMethod_ == 2)
{
    if (changementParametreUn != 0)
    {
        if (fabs(compteurExpoParametreUn) <= 0.999)
        {
            tempsCycleParametreUn += pasDeTemps;
            compteurExpoParametreUn = changementParametreUn * (
                (1 - exp (-(1/lambdaUn_)*tempsCycleParametreUn) )
                /(1 + coeffExpo_*exp (- (1/lambdaDeux_)*
                tempsCycleParametreUn) ) );
        }
        else
        {
            compteurParametreUn += changementParametreUn;
            tempsCycleParametreUn = 0;
            compteurExpoParametreUn = 0;
            changementParametreUn = 0;
        }
    }
}
if (changementParametreDeux != 0)
{
    if (fabs(compteurExpoParametreDeux) <= 0.999)
    {
        tempsCycleParametreDeux += pasDeTemps;
        compteurExpoParametreDeux = changementParametreDeux *
            ( (1 - exp (-(1/lambdaUn_)*
            tempsCycleParametreDeux) )/(1 + coeffExpo_*exp (-
            (1/lambdaDeux_)*tempsCycleParametreDeux) ) );
    }
    else
    {
        compteurParametreDeux += changementParametreDeux;
    }
}

```

```

        tempsCycleParametreDeux = 0;
        compteurExpoParametreDeux = 0;
        changementParametreDeux = 0;
    }
}

// Application de la méthode

compteur = compteurPPT + compteurExpo;

if (optimizationMethod_ == 1)
{
    if (compteurParametre == kpOrdre_) {kpNew = kp_ +
        compteur * kpDelta_;}
    else if (compteurParametre == npOrdre_) {npNew = np_ +
        compteur * npDelta_;}
    else if (compteurParametre == vthOrdre_) {vthNew = vth_ +
        compteur * vthDelta_;}
    else if (compteurParametre == stiffnessOrdre_) {
        stiffnessNew = raideur + compteur * stiffnessDelta_;}
    if (compteurPuissance == 4) {compteurPuissance = 0;
        compteurParametre += 1; compteurPPT = 0;}
}
else if (optimizationMethod_ == 2)
{
    if (kpOrdre_ == 1) {kpNew = kp_ + (compteurParametreUn +
        compteurExpoParametreUn) * kpDelta_;}
    else if (npOrdre_ == 1) {npNew = np_ + (
        compteurParametreUn + compteurExpoParametreUn) *
        npDelta_;}
    else if (vthOrdre_ == 1) {vthNew = vth_ + (
        compteurParametreUn + compteurExpoParametreUn) *
        vthDelta_;}
    else if (stiffnessOrdre_ == 1) {stiffnessNew = raideur +
        (compteurParametreUn + compteurExpoParametreUn) *
        stiffnessDelta_;}

    if (kpOrdre_ == 2) {kpNew = kp_ + (compteurParametreDeux
        + compteurExpoParametreDeux) * kpDelta_;}
    else if (npOrdre_ == 2) {npNew = np_ + (
        compteurParametreDeux + compteurExpoParametreDeux) *
        npDelta_;}
    else if (vthOrdre_ == 2) {vthNew = vth_ + (
        compteurParametreDeux + compteurExpoParametreDeux) *
        vthDelta_;}
    else if (stiffnessOrdre_ == 2) {stiffnessNew = raideur +
        (compteurParametreDeux + compteurExpoParametreDeux) *

```

```

        stiffnessDelta_);}
    }

// Application de np = f(kp)

if (np_ == 0) {npNew = kpNew*kpCoeffA_ + kpCoeffB_;}

// Action de la génératrice sur l'équation de mouvement

if (fabs(v[2]) >= vth_)
{
    if (v[2] >= 0)
    {
        forceGeneratrice[0] = kpNew*pow(v[0], npNew);
        forceGeneratrice[1] = kpNew*pow(v[1], npNew);
        forceGeneratrice[2] = kpNew*pow(v[2], npNew);
    }
    else
    {
        forceGeneratrice[0] = -kpNew*pow(fabs(v[0]), npNew);
        forceGeneratrice[1] = -kpNew*pow(fabs(v[1]), npNew);
        forceGeneratrice[2] = -kpNew*pow(fabs(v[2]), npNew);
    }
}
else
{
    forceGeneratrice[0] = 0;
    forceGeneratrice[1] = 0;
    forceGeneratrice[2] = 0;
}

// Calcul de la somme des forces

restraintForce = -stiffnessNew*(magR - restLength_)*r -
    damping_*(r & v)*r - forceGeneratrice;
restraintMoment = vector::zero;

// Affichage du bilan

if (motion.report())
{
    Info<< nl
        << "    Longueur du ressort" << magR << nl
        << "    Frequence" << frequenceOscillations << nl
        << "    Puissance moyenne" << puissance << nl
        << "    Amplitude moyenne" << amplitude << nl
        << "    kp (MPPT)" << kpNew << nl
        << "    np (MPPT)" << npNew << nl
        << "    st (MPPT)" << vthNew << nl
}

```

```

        << "Raideur(MPPT)" << stiffnessNew << nl
        << "Force_generatrice" << forceGeneratrice << nl
        << endl;
    }

// Valeur pas de temps précédent

    vNmoinsUn = v[2];
    fMmoinsUn = forceGeneratrice[2];
    position = magR - restLength_;
    pUn = puissance;
}

bool Foam::sixDoFRigidBodyMotionRestraints::linearSpring::read
(
    const dictionary& sDoFRBMRDict
)
{
    sixDoFRigidBodyMotionRestraint::read(sDoFRBMRDict);

    sDoFRBMRCoeffs_.lookup("anchor") >> anchor_;
    sDoFRBMRCoeffs_.lookup("refAttachmentPt") >> refAttachmentPt_
    ;
    sDoFRBMRCoeffs_.lookup("stiffness") >> stiffness_;
    sDoFRBMRCoeffs_.lookup("damping") >> damping_;
    sDoFRBMRCoeffs_.lookup("np") >> np_;
    sDoFRBMRCoeffs_.lookup("kp") >> kp_;
    sDoFRBMRCoeffs_.lookup("vth") >> vth_;
    sDoFRBMRCoeffs_.lookup("npDelta") >> npDelta_;
    sDoFRBMRCoeffs_.lookup("kpDelta") >> kpDelta_;
    sDoFRBMRCoeffs_.lookup("vthDelta") >> vthDelta_;
    sDoFRBMRCoeffs_.lookup("stiffnessDelta") >> stiffnessDelta_;
    sDoFRBMRCoeffs_.lookup("npOrdre") >> npOrdre_;
    sDoFRBMRCoeffs_.lookup("kpOrdre") >> kpOrdre_;
    sDoFRBMRCoeffs_.lookup("vthOrdre") >> vthOrdre_;
    sDoFRBMRCoeffs_.lookup("stiffnessOrdre") >> stiffnessOrdre_;
    sDoFRBMRCoeffs_.lookup("nombreCycles") >> nombreCycles_;
    sDoFRBMRCoeffs_.lookup("debutOptimisation") >>
        debutOptimisation_;
    sDoFRBMRCoeffs_.lookup("limiteMin") >> limiteMin_;
    sDoFRBMRCoeffs_.lookup("limiteMax") >> limiteMax_;
    sDoFRBMRCoeffs_.lookup("restLength") >> restLength_;
    sDoFRBMRCoeffs_.lookup("optimizationMethod") >>
        optimizationMethod_;
    sDoFRBMRCoeffs_.lookup("kpMin") >> kpMin_;
    sDoFRBMRCoeffs_.lookup("npMin") >> npMin_;
    sDoFRBMRCoeffs_.lookup("vthMin") >> vthMin_;
    sDoFRBMRCoeffs_.lookup("stiffnessMin") >> stiffnessMin_;
}

```

```

sDoFRBMRCoeffs_.lookup("kpMax") >> kpMax_;
sDoFRBMRCoeffs_.lookup("npMax") >> npMax_;
sDoFRBMRCoeffs_.lookup("vthMax") >> vthMax_;
sDoFRBMRCoeffs_.lookup("stiffnessMax") >> stiffnessMax_;
sDoFRBMRCoeffs_.lookup("lambdaUn") >> lambdaUn_;
sDoFRBMRCoeffs_.lookup("lambdaDeux") >> lambdaDeux_;
sDoFRBMRCoeffs_.lookup("coeffExpo") >> coeffExpo_;
sDoFRBMRCoeffs_.lookup("kpCoeffA") >> kpCoeffA_;
sDoFRBMRCoeffs_.lookup("kpCoeffB") >> kpCoeffB_;

return true;
}

void Foam::sixDoFRigidBodyMotionRestrains::linearSpring::write
(
    Ostream& os
) const
{
    os.writeKeyword("anchor")
        << anchor_ << token::END_STATEMENT << nl;
    os.writeKeyword("refAttachmentPt")
        << refAttachmentPt_ << token::END_STATEMENT << nl;
    os.writeKeyword("stiffness")
        << stiffness_ << token::END_STATEMENT << nl;
    os.writeKeyword("damping")
        << damping_ << token::END_STATEMENT << nl;
    os.writeKeyword("debutOptimisation")
        << debutOptimisation_ << token::END_STATEMENT << nl;
    os.writeKeyword("nombreCycles")
        << nombreCycles_ << token::END_STATEMENT << nl;
    os.writeKeyword("kp")
        << kp_ << token::END_STATEMENT << nl;
    os.writeKeyword("np")
        << np_ << token::END_STATEMENT << nl;
    os.writeKeyword("vth")
        << vth_ << token::END_STATEMENT << nl;
    os.writeKeyword("kpDelta")
        << kpDelta_ << token::END_STATEMENT << nl;
    os.writeKeyword("npDelta")
        << npDelta_ << token::END_STATEMENT << nl;
    os.writeKeyword("vthDelta")
        << vthDelta_ << token::END_STATEMENT << nl;
    os.writeKeyword("stiffnessDelta")
        << stiffnessDelta_ << token::END_STATEMENT << nl;
    os.writeKeyword("kpOrdre")
        << kpDelta_ << token::END_STATEMENT << nl;
    os.writeKeyword("npOrdre")
        << npDelta_ << token::END_STATEMENT << nl;
}

```

```

os.writeKeyword("vthOrdre")
  << vthDelta_ << token::END_STATEMENT << nl;
os.writeKeyword("stiffnessOrdre")
  << stiffnessDelta_ << token::END_STATEMENT << nl;
os.writeKeyword("limiteMin")
  << limiteMin_ << token::END_STATEMENT << nl;
os.writeKeyword("limiteMax")
  << limiteMax_ << token::END_STATEMENT << nl;
os.writeKeyword("restLength")
  << restLength_ << token::END_STATEMENT << nl;
os.writeKeyword("optimizationMethod")
  << optimizationMethod_ << token::END_STATEMENT << nl;
os.writeKeyword("kpMin")
  << kpMin_ << token::END_STATEMENT << nl;
os.writeKeyword("npMin")
  << npMin_ << token::END_STATEMENT << nl;
os.writeKeyword("vthMin")
  << vthMin_ << token::END_STATEMENT << nl;
os.writeKeyword("stiffnessMin")
  << stiffnessMin_ << token::END_STATEMENT << nl;
os.writeKeyword("kpMax")
  << kpMax_ << token::END_STATEMENT << nl;
os.writeKeyword("npMax")
  << npMax_ << token::END_STATEMENT << nl;
os.writeKeyword("vthMax")
  << vthMax_ << token::END_STATEMENT << nl;
os.writeKeyword("stiffnessMax")
  << stiffnessMax_ << token::END_STATEMENT << nl;
os.writeKeyword("lambdaUn")
  << lambdaUn_ << token::END_STATEMENT << nl;
os.writeKeyword("lambdaDeux")
  << lambdaDeux_ << token::END_STATEMENT << nl;
os.writeKeyword("coeffExpo")
  << coeffExpo_ << token::END_STATEMENT << nl;
os.writeKeyword("kpCoeffA")
  << kpCoeffA_ << token::END_STATEMENT << nl;
os.writeKeyword("kpCoeffB")
  << kpCoeffB_ << token::END_STATEMENT << nl;
}

//
*****
//

```


Programme implanté dans la carte Arduino

```
#include <Stepper.h>

// Déclaration des constantes
const int stepsPerRevolution = 200;

// Déclaration des entrées/sorties
Stepper myStepper(stepsPerRevolution, 12, 13);

// Déclaration des variables
const double nbToursToCompteur = 11035 / 385; // 11 030 pour
385 cm
const double conversion = 11841 / 1023; // pour 38.5 cm
const int RAZPin = 10;
const int sensorPin = A0; // select the input pin for the
potentiometer
const int ledPin = 13; // select the pin for the LED
boolean commandeInit = HIGH; //un bouton sur la broche 7
const int capteurFDCGauche = 4; //un bouton sur la broche 2
const int capteurFDCDroit = 2; //un bouton sur la broche 1
const int pwmA = 3;
const int pwmB = 11;
const int brakeA = 9;
const int brakeB = 8;
const char pinButton = 12;
int mesurei = 0;
int mesureiMoinsUn = 0;
boolean retourGauche = HIGH;
boolean modification = LOW;
boolean capteurFDCGaucheEtat;
boolean capteurFDCDroitEtat;
int compteur = 0;
double consigne = 0;
double consigneCompteur = 0;
int signe = 1;
boolean test = 0;
int compteurDistance = 0;
int compteurDistanceDeux = 0;
```

```

void setup() {
  // Moteur pas-à-pas
  pinMode(ledPin, OUTPUT);
  pinMode(RAZPin, INPUT);
  Serial.begin(9600);
  pinMode(pwmA, OUTPUT);
  pinMode(pwmB, OUTPUT);
  pinMode(brakeA, OUTPUT);
  pinMode(brakeB, OUTPUT);
  digitalWrite(pwmA, HIGH);
  digitalWrite(pwmB, HIGH);
  digitalWrite(brakeA, LOW);
  digitalWrite(brakeB, LOW);
  pinMode(pinButton, INPUT);

  // Capteurs fin de course
  pinMode(capteurFDCGauche, INPUT);
  digitalWrite(capteurFDCGauche, HIGH);
  pinMode(capteurFDCCdroit, INPUT);
  digitalWrite(capteurFDCCdroit, HIGH);
}

void initialisation() {
  capteurFDCGaucheEtat = digitalRead(capteurFDCGauche);

  while (capteurFDCGaucheEtat == 1)
  {
    myStepper.setSpeed(130);
    capteurFDCGaucheEtat = digitalRead(capteurFDCGauche);
    myStepper.step(-10);
  }

  mesurei = analogRead(sensorPin);

  if (mesureiMoinsUn == 0) {
    mesureiMoinsUn = mesurei;
  }

  commandeInit = LOW;
}

void testDroit() {
  capteurFDCCdroitEtat = digitalRead(capteurFDCCdroit);

  while (capteurFDCCdroitEtat == 1)
  {
    myStepper.setSpeed(130);
    capteurFDCCdroitEtat = digitalRead(capteurFDCCdroit);
    myStepper.step(10);
  }
}

```

```

    compteurDistance += 1;
}

commandeInit = LOW;
}

void testGauche() {
    capteurFDCCGaucheEtat = digitalRead(capteurFDCCGauche);

    while (capteurFDCCGaucheEtat == 1)
    {
        myStepper.setSpeed(130);
        capteurFDCCGaucheEtat = digitalRead(capteurFDCCGauche);
        myStepper.step(-10);
        compteurDistance += 1;
    }

    commandeInit = LOW;
}

void mesureConsigne() {
    delay(1000);
    mesurei = analogRead(sensorPin);

    if (fabs(mesurei - mesureiMoinsUn) > 2)
    {
        consigne = mesurei - mesureiMoinsUn; // en mm
        modification = HIGH;
    }

    mesureiMoinsUn = mesurei;
    Serial.println("Mesure");
    Serial.println(consigne);
}

void commandeMoteur() {
    // Moteur pas-à-pas
    digitalWrite(pwmA, HIGH);
    digitalWrite(pwmB, HIGH);
    myStepper.setSpeed(130);
    consigneCompteur = consigne * conversion;

    while (compteur < fabs(consigneCompteur)) //@@@ (
        capteurFDCCGaucheEtat == 1) //@@@ (capteurFDCCDroitEtat == 1)
    {
        capteurFDCCGaucheEtat = digitalRead(capteurFDCCGauche);
        capteurFDCCDroitEtat = digitalRead(capteurFDCCDroit);
        compteur += 1;
    }
}

```

```

    if (((capteurFDCGaucheEtat == 0) && (consigneCompteur < 0))
        || ((capteurFDCDroitEtat == 0) && (consigneCompteur > 0)))
    {
        compteur = fabs(consigneCompteur);
        CycleArret();
    }
    else
    {
        myStepper.step((fabs(consigneCompteur) / consigneCompteur)
            * 10);
    }
    Serial.println("Commande");
    Serial.println(consigneCompteur);
}

compteur = 0;
}

void CycleArret() // fonction interruption
{
    myStepper.setSpeed(0);
    digitalWrite(pwmA, LOW);
    digitalWrite(pwmB, LOW);
    delay(1000);
    myStepper.setSpeed(0);
    modification = LOW;
}

void loop() {
    // Initialisation position chariot
    if (commandeInit == HIGH)
    {
        Serial.println("Initialisation");
        initialisation(); // res un : 11632
        //testDroit(); // res deux : 10877
        //testGauche(); // 11 030 pour 385 cm
        CycleArret();
    }
    else
    {
        // Choix entre mesure de la consigne et modification de la
        raideur
        if (modification == LOW)
        {
            //Serial.println("Mesure consigne");
            mesureConsigne();
        }
    }
}

```

```
    if (modification == HIGH)
    {
        //Serial.println("Commande moteur");
        commandeMoteur();
        CycleArret();
    }
}
```

Étude et optimisation d'un système de production d'énergie basé sur les oscillations induites par vortex

Résumé :

Le développement de systèmes capables de tirer profit des ressources renouvelables constitue un enjeu à la fois scientifique, environnemental et économique. De nombreux systèmes de récupération d'énergie d'origine hydraulique ont vu le jour ces dernières années. Parmi ces nouveaux concepts, des hydroliennes utilisant mouvements induits par vortex se sont développées, laissant entrevoir la possibilité de récupérer de l'énergie de cours d'eau à faible vitesse. C'est dans ce contexte qu'a été développé, au sein du laboratoire ICube, un dispositif autonome visant à récupérer de l'énergie de cours d'eau à faible vitesse. Le principe de fonctionnement repose sur les vibrations induites par vortex. Si un corps, par exemple cylindrique, est plongé dans un écoulement, il est possible de voir apparaître, à l'aval, des tourbillons. Leur apparition provoque, sur l'objet immergé, une dissymétrie cyclique du champ de pression et va avoir tendance à mettre celui-ci en mouvement. Lorsque l'objet est relié à un ressort et qu'un degré de liberté en translation est autorisé, il peut se mettre à osciller. L'amplitude des oscillations peut être intensifiée en calant la fréquence propre du système avec la fréquence d'apparition des tourbillons. L'énergie mécanique qui en résulte peut être ensuite convertie en énergie électrique par l'utilisation d'une génératrice.

L'enjeu de cette thèse a été de prouver le concept du dispositif, tout en optimisant son fonctionnement. Un modèle analytique a été développé pour permettre l'estimation des paramètres optimaux à appliquer pour optimiser la récupération d'énergie (raideur, paramètres de contrôle de la génératrice, etc.). Il permet en outre d'estimer de façon simple l'énergie récupérable dans des conditions données. Un modèle numérique en deux dimensions a ensuite été développé sous OpenFoam pour permettre la validation du modèle analytique. Enfin, des essais expérimentaux ont été réalisés pour, d'une part, démontrer la viabilité d'un tel dispositif dans des conditions réalistes, et d'autre part pour vérifier la validité des modèles analytique et numérique qui reposent sur des hypothèses simplificatrices importantes (écoulement bidirectionnel, écoulement permanent et homogène, etc.).

Mots clés : Vibrations induites par vortex, système de récupération d'énergie hydraulique, modèle numérique, énergie renouvelable

Development and optimization of a hydro-power conversion system based on vortex-induced vibrations

Abstract :

The development of systems capable of taking advantage of renewable resources is a scientific, environmental and economic challenge. Many hydraulic energy recovery systems have emerged in recent years. Among these new concepts, tidal turbines using vortex-induced movements have developed, the possibility of recovering energy from watercourses at low speed has been glimpsed. It is in this context that an autonomous device was developed within the ICube laboratory to recover energy from watercourses at low speed. The operating principle is based on the vortex-induced vibrations. If a body, for example cylindrical, is immersed in a flow, it is possible to see appear, downstream, vortices. Their appearance caused, on the submerged object, a cyclical asymmetry of the pressure field and will tend to set it in motion. When the object is connected to a spring and a degree of freedom in translation is authorized, it can start to oscillate. The amplitude of the oscillations can be intensified by setting the natural frequency of the system with the frequency of appearance of the vortices. The resulting mechanical energy can then be converted to electrical energy by the use of a generator.

The challenge of this thesis was to prove the concept of the device, while optimizing its operation. An analytical model has been developed to allow the estimation of optimal parameters to be applied to optimize energy recovery (stiffness, generator control parameters, etc.). It also makes it possible to easily estimate the energy recoverable under given conditions. A two-dimensional numerical model was then developed using OpenFoam to allow validation of the analytical model. Finally, experimental tests have been carried out to, on the one hand, demonstrate the viability of such a device under realistic conditions, and on the other hand to verify the validity of the analytical and numerical models which are based on important simplifying assumptions (bidirectional flow, permanent and homogeneous flow, etc.).

Keywords : Vortex-induced vibration, hydro-power conversion system, CFD model, renewable energy

ÉTUDE ET OPTIMISATION D'UN SYSTEME DE PRODUCTION D'ENERGIE BASE SUR LES OSCILLATIONS INDUITES PAR VORTEX

Résumé

Un dispositif autonome visant à récupérer de l'énergie de cours d'eau à faible vitesse a été développé au sein du laboratoire ICube. Son fonctionnement repose sur les vibrations induites par vortex : plongé dans un écoulement, un cylindre rattaché à un ressort voit apparaître à son aval des tourbillons qui provoquent une dissymétrie cyclique du champ de pression à sa surface, ce qui va avoir tendance à faire osciller. L'énergie mécanique qui en résulte peut ensuite être convertie en énergie électrique par l'utilisation d'une génératrice. L'enjeu de cette thèse a été de prouver le concept du dispositif, tout en optimisant son fonctionnement. Un modèle analytique a été développé pour permettre l'estimation des paramètres optimaux à appliquer pour maximiser la récupération d'énergie. Il permet en outre d'estimer de façon simple l'énergie récupérable dans des conditions données. Un modèle numérique en deux dimensions a ensuite été développé sous OpenFoam pour permettre la validation du modèle analytique. Enfin, des essais expérimentaux ont été réalisés pour vérifier la viabilité d'un tel dispositif dans des conditions réalistes.

Mots clés : Vibrations induites par vortex, système de récupération d'énergie hydraulique, hydrolienne, modèle numérique, modèle analytique, prototype, énergie renouvelable

Résumé en anglais

An autonomous device aimed at recovering energy from low-speed streams has been developed within the ICube laboratory. Its operation is based on the vortex-induced vibration phenomenon: immersed in a flow, a cylinder attached to a spring sees vortices appear downstream which cause a cyclic asymmetry of the pressure field on its surface, which will tend to make it oscillate. Mechanical energy can then be converted into electrical energy through the use of a generator. The aim of this thesis was to prove the concept of the device, while optimizing its operation. An analytical model has been developed to allow optimal parameters to be applied to optimize energy recovery. It also makes it possible to easily estimate the recoverable energy under given conditions. A two-dimensional digital model was then developed under OpenFoam to allow validation of the analytical model. Finally, experimental tests were carried out to verify the viability of such a device under realistic conditions.

Keywords : Vortex-induced vibrations, hydraulic energy recovery system, tidal turbine, numerical model, analytical model, prototype, renewable energy