



HAL
open science

Simulation numérique et modélisation d'écoulements tridimensionnels instationnaires à surface libre. Application au système bateau-avirons-rameur

Yoann Robert

► **To cite this version:**

Yoann Robert. Simulation numérique et modélisation d'écoulements tridimensionnels instationnaires à surface libre. Application au système bateau-avirons-rameur. Mécanique des fluides [physics.class-ph]. Ecole Centrale Nantes, 2017. Français. NNT: . tel-01719696v1

HAL Id: tel-01719696

<https://hal.science/tel-01719696v1>

Submitted on 28 Feb 2018 (v1), last revised 20 Nov 2018 (v2)

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

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

Thèse de Doctorat

Yoann ROBERT

*Mémoire présenté en vue de l'obtention
du grade de Docteur de l'École Centrale de Nantes
sous le sceau de l'Université Bretagne Loire*

École doctorale : Sciences pour l'Ingénieur (SPI)

Discipline : Mécanique des Milieux Fluides

Unité de recherche : Laboratoire de recherche en Hydrodynamique, Energétique et Environnement Atmosphérique

Soutenu le 29 septembre 2017

Simulation numérique et modélisation d'écoulements tridimensionnels instationnaires à surface libre. Application au système bateau-avirons-rameur.

JURY

Président : **HUBERSON Serge**, Professeur des Universités, Université de Poitiers

Rapporteurs : **ASTOLFI Jacques-André**, Professeur des Universités, Ecole navale - Brest
OUAHSINE Abdellatif, Professeur des Universités, Université de Technologie de Compiègne

Examineurs: **FORMAGGIA Luca**, Professeur, Politecnico di Milano
BARRÉ Sophie, Docteur, Ingénieur de Recherche, CREPS des Pays de la Loire - Nantes

Directeur de thèse : **VISONNEAU Michel**, Directeur de Recherche CNRS, Ecole Centrale de Nantes
Co-encadrants de thèse : **LEROYER Alban**, Maître de Conférences, Ecole Centrale de Nantes
COLLOUD Floren, Maître de Conférences, Université de Poitiers

Remerciements

Je tiens tout d'abord à remercier Pierre Ferrant, directeur du laboratoire, pour m'avoir accueilli au LHEEA, la région Pays de la Loire pour avoir financé ma thèse par le biais du projet ANO-PACy et le CINES/GENCI pour l'usage des centres nationaux de calcul intensif m'ayant permis de réaliser un grand nombre de simulations numériques présentées dans ce manuscrit.

Pour filer la métaphore sportive que tu as initiée, je remercie chaleureusement mon coach, Alban, pour cet entraînement au long cours qui a fait de moi un Docteur. J'ai pu bénéficier quotidiennement de ton expertise, en CFD comme en aviron, de ta rigueur scientifique, de ton implication dans ce projet, de ton optimisme et de ta sympathie. Comme un rameur peut en rencontrer, certaines difficultés techniques - et mêmes des blessures - m'ont ralenti dans cette progression mais tu as toujours été présent pour m'aider. Je te remercie pour tout ce que tu m'as apporté, du début de cette thèse jusqu'aux ultimes heures avant la soutenance, et sache que je t'en serais éternellement reconnaissant. Je remercie également mon directeur de thèse, Michel Visonneau, notamment pour les relectures, corrections et éclaircissements pendant l'écriture de ce manuscrit, mais également pour l'aide et le soutien en fin de thèse. Merci Floren pour ton aide pendant cette session expérimentale à l'institut P'. Quel dommage que le procédé mise en place n'ait pu être validé, cela aurait été prometteur pour de futurs essais in situ ! En tout cas, j'ai apprécié ton accueil et ta gentillesse.

J'exprime ma plus profonde gratitude à Jacques-André Astolfi, Professeur à l'École navale et à Abdellatif Ouahsine, Professeur à l'Université de Technologie de Compiègne, pour leur relecture de ce manuscrit assez dense et pour leurs commentaires avisés. Je remercie également le reste du jury composé de Serge Huberson, Professeur à l'Université de Poitiers, de Luca Formaggia, Professeur à Politecnico di Milano, et de Sophie Barré, Ingénieur de Recherche au CREPS des Pays de la Loire.

J'ai eu le plaisir de faire partie de l'équipe METHRIC, et je remercie chaleureusement ses autres membres : Patrick Queutey, Emmanuel Guilmineau, Jeroen Wackers et Ganbo Deng. Ils m'ont apporté une grande aide durant toutes ces années, qu'elle soit scientifique, informatique ou tout simplement humaine, et ce fut un plaisir de travailler à leurs côtés et sur le très bel outil qu'ils développent.

Merci à mes compagnons du bunker, doctorants ou maintenant docteurs. Merci Camille. Je sais que je t'ai souvent dérangé pour te demander des coups de main et tu as toujours su y répondre malgré un emploi du temps très chargé. Tes initiations à Python, TikZ ou MBDyn m'ont été très utiles. Merci Patrick. C'est avec toi que j'ai passé le plus de temps. Merci pour le partage de ton intérêt envers les objets flottants ou volants, les visionnages de films cultes, le travail de notre ser-

vice au ping-pong, ou encore nos heures perdues à tenter d'expliquer l'inexplicable. Bon courage à toi pour ces derniers mois de galère ! Merci également à Kostas, maître des dernières normes en Fortran, pour les remarques pertinentes sur le monde informatique. Bon vent à toi, à Brest ! Merci Catherine, pour ta gentillesse et les partages de chocolats que nous avons eus. Merci également à Dima et Sajad, formant la touche iranienne de l'équipe, pour votre sympathie et les discussions instructives sur votre pays et votre culture, et merci aussi à Guangtao. J'ai croisé un bon paquet de stagiaires, de divers horizons, dans notre « espace de travail » et il fut agréable d'échanger avec eux. Je tiens en particulier à remercier Abdoulaye et Sajad pour leurs contributions dans ce travail. Merci à tous les autres, Florian, Nour, Aigerim, Mehdi, Doriane, Alvaro, Lin, Pablo, Hassen, Amol, Gaurav, Sai, Mael, Marialuisa, Ginevra, Paolo, Harika, ... Vous étiez vraiment nombreux !

Nos mises en quarantaine quotidiennes étaient entrecoupées des sorties au RU et de quelques pauses - à durées variables - où il était possible de voir la lumière du jour (la vraie) et de rencontrer d'autres doctorants bien sympathiques, certes peu conscients du bonheur qu'ils avaient d'avoir des fenêtres mais bien jaloux de notre clim' (on échange quand vous voulez !). Merci à vous tous : Marie C., Marie R., Maité, Vincent A., Boris, Corentin, Paul-Emile, Benjamin, Hélène, Camille, Lucas, Pierre, Francesc, Louis, Pierre-Yves, Vincent L., Charles, Pedro, Laetitia, Nicolas, Jonas, Zhaobin, Weijin, Chunmei, Youngmyung, Marco, Julien, Imad, Victor, Clément, Matthieu, Loïc, et tous ceux que j'oublie (pardon).

J'aimerais remercier l'ensemble du LHEEA, formé de personnes compétentes et bienveillantes, et où une bonne ambiance de travail règne. A ce titre, je tiens à remercier les personnes qui rendent les tâches administratives plus faciles, Anne Lagatu, Elodie Lizé et Sonia Lambert. Merci aux informaticiens, Adrien Grellier et Vincent Degat, pour votre réactivité et votre assistance. Merci à Bruno Pettinotti, pour ta disponibilité et tes explications sur les essais de coups d'aviron effectués en bassin. Merci également à Armelle pour les mots d'encouragement en me voyant arriver tôt tous les matins durant les derniers mois de rédaction.

Je remercie le service de scolarité et le pôle doctoral pour leur aide. Merci donc à Françoise Palvadeau, à qui je souhaite une excellente retraite, à Aurélia Tabary et à Edith Dauvé.

Finalement je remercie ma famille et mes amis pour leur soutien et je regrette de ne pas avoir pu être présent à certaines occasions.

Résumé

La thèse s'intéresse aux deux écoulements présents en aviron, autour du bateau et de la palette, et aux interactions avec le système bateau-avirons-rameur. Le premier est inhabituel en hydrodynamique, à cause du cavement important et des mouvements secondaires. La complexité du second provient de l'instationnarité et de la déformation de la surface libre. L'objectif consiste à mettre en œuvre des méthodes numériques performantes et précises puis à les valider pour, à plus long terme, les réutiliser à des fins d'analyse et d'optimisation de la performance en aviron.

Ces simulations instationnaires à surface libre sont coûteuses en ressources pour les codes RANS. Un algorithme de sub-cycling a été développé et validé sur plusieurs cas test, diminuant les temps CPU d'un facteur 3 à 4, sans perte de précision. Il est compatible avec la déformation et le raffinement automatique de maillage.

Deux bases de données expérimentales sont exploitées pour chaque écoulement afin de valider le cadre de simulation. Pour celui autour de la palette, une campagne in situ et une autre en laboratoire sont utilisées. Dans les deux cas, les profils d'efforts sont bien capturés, compte tenu des incertitudes cumulées liées à la mesure indirecte de la cinématique de la palette par rapport à l'eau. Pour le skiff en configuration instationnaire, les efforts fluctuants sont bien capturés, en amplitude et en phase, pour des fréquences typiques. Des écarts inattendus (de l'ordre de 10 %) sont constatés sur la valeur moyenne et restent pour le moment sans réponse probante.

La structure d'une co-simulation entre les résolutions des écoulements et celle de la dynamique du système multicorps est initiée.

Abstract

The thesis focuses on the two flows occurring in rowing, around the boat and the blade, and on interactions with the boat-oars-rower system. The first flow is unusual in hydrodynamics because of the large surge and secondary motions. The complexity of the second one comes from the unsteadiness and the free surface deformation. The goal is to set up efficient and accurate numerical methods to reproduce these flows and then to validate them for the purpose of analysis and optimisation of the performance in rowing.

Those unsteady computations with free surface are costly in resources for RANS codes. A sub-cycling algorithm was developed and validated on several test cases, allowing to decrease the CPU time by a factor of 3 to 4, without loss of accuracy. It is compatible with mesh deformation and automatic grid refinement.

Two experimental databases are exploited for each flow in order to validate the frame of simulation. For the flow around the blade, an in-situ campaign and a more controlled one conducted in laboratory, are used. In both cases, the profiles of the efforts are well captured, considering the cumulative uncertainties linked to the indirect measurement of the blade kinematics relative to the water. For the skiff in unsteady state, the fluctuating forces are well captured, in terms of amplitudes and phases, for typical frequencies. Unexpected errors (around 10 %) are observed for the mean value and remain unexplained for now.

The structure of a co-simulation between the resolutions of the flows and the resolution of the dynamics of the multibody system is initiated.

Table des matières

Introduction générale	1
I Aviron et état de l'art	7
1 Présentation de l'aviron	9
1.1 Histoire et pratiques de l'aviron	9
1.2 Le matériel	13
1.2.1 Les bateaux	13
1.2.1.1 Matériaux	13
1.2.1.2 Classes	14
1.2.1.3 Eléments du bateaux	14
1.2.2 Les avirons	17
1.2.2.1 Eléments d'un aviron	17
1.2.3 Dame de nage	19
1.2.3.1 Rôle	19
1.2.3.2 Eléments de la dame de nage	20
1.2.4 Installation et appareils d'aide à l'entraînement	21
1.2.4.1 Installations	21
1.2.4.2 Appareils électroniques	22
1.3 Réglages	24
1.3.1 Réglage des avirons	24
1.3.2 Mise à plat du bateau	25
1.3.3 Réglage de l'entraxe	25
1.3.4 Réglage de la verticalité de l'axe de la dame de nage	25
1.3.5 Réglage de l'angle d'attaque	26
1.3.6 Réglage de la hauteur de nage	27
1.3.7 Réglage de la planche de pied	27
1.3.8 Réglages des rails	28
1.4 Le coup d'aviron	29
1.4.1 Phase de propulsion	29
1.4.1.1 L'attaque	29
1.4.1.2 La création de l'appui	30
1.4.1.3 La transmission	31

1.4.1.4	Le dégagé	31
1.4.2	Phase de retour	31
1.4.3	Cadence	33
1.4.4	Coordination inter-rameurs	34
1.5	Les compétitions	35
1.5.1	Les formats de course	35
1.5.2	La course en ligne	35
1.5.2.1	Le départ	36
1.5.2.2	Le train	36
1.5.2.3	L'enlevage	37
2	Etude bibliographique	39
2.1	Contexte de l'étude	39
2.2	Modélisation du système bateau-avirons-rameur(s)	42
2.2.1	Assimilation du rameur à une masse ponctuelle	42
2.2.2	Décomposition du rameur en plusieurs corps	43
2.2.3	Degrés de liberté du bateau	45
2.3	Modélisation des interactions fluide-structure	47
2.3.1	Modélisation des efforts hydrodynamiques sur la palette	47
2.3.1.1	Des essais aux modèles	47
2.3.1.2	Différentes configurations expérimentales	48
2.3.1.3	Simulation numérique de l'écoulement	50
2.3.2	Modélisation des efforts hydrodynamiques sur la carène	53
2.3.2.1	Modèles	54
2.3.2.2	Essais expérimentaux	56
2.3.2.3	Simulations numériques	57
2.3.3	Modélisation des efforts aérodynamiques	58
2.3.4	Modélisation de la flexibilité des avirons	59
2.3.4.1	Evaluation de la flexibilité dans les simulateurs	59
2.3.4.2	Couplage faible en IFS	60
2.3.4.3	Couplage fort en IFS	61
2.4	Bilan de l'étude bibliographique - Liens avec les objectifs de la thèse	62

II Modélisation des écoulements incompressibles 3D à surface libre et stratégie de réduction du temps CPU **65**

3 Résolution des équations du fluide **67**

3.1	Des lois de conservation à la formulation intégrale ALE des équations de Navier-Stokes	67
3.1.1	Dérivation selon un champ de vitesse quelconque	67
3.1.2	Formulation Volumes-Finis ALE des équations de Navier-Stokes	69
3.2	Modélisation, discrétisation et résolution de l'écoulement dans <i>ISIS-CFD</i>	70
3.2.1	Modélisation de la turbulence	70
3.2.2	Modélisation d'écoulements à surface libre	72
3.2.3	Discrétisation des équations	73

3.2.3.1	Localisation des variables, topologie des volumes de contrôle et métriques	74
3.2.3.2	Discrétisation temporelle	75
3.2.3.3	Flux de vitesse de déplacement du maillage et loi de conservation géométrique	75
3.2.3.4	Traitement des équations de transport	76
3.2.3.5	Reconstruction centrée sur les faces	76
3.2.3.6	Reconstructions décentrées sur les faces : schémas de convection	77
3.2.4	Algorithme de couplage	83
3.2.4.1	Couplage vitesse-pression : de la contrainte d'incompressibilité à l'équation de pression	83
3.2.4.2	Algorithme de résolution	86
3.2.5	Adaptation automatique de maillage	86
3.2.6	Implémentation informatique	86
4	L'algorithme de sub-cycling	89
4.1	Introduction	89
4.2	L'algorithme de sub-cycling	93
4.2.1	Principe	93
4.2.2	Estimation du facteur d'accélération	93
4.2.3	Méthode d'intégration temporelle	94
4.2.4	Résolution de la fraction volumique sur un sous-cycle	95
4.2.5	Boucle itérative interne à chaque sous-cycle	95
4.2.6	Reconstruction de la valeur interfaciale de fraction volumique	96
4.3	Adaptation en vue de l'utilisation du raffinement automatique de maillage	99
4.3.1	Raffinement de la fraction volumique aux faces	99
4.3.2	Raffinement de \mathcal{F}_c	99
4.3.3	Particularités de l'usage de l'AGR avec l'algorithme de sub-cycling	101
4.4	Adaptation pour la prise en compte de la déformation de maillage	102
4.4.1	Définition du flux de vitesse de déplacement et réécriture de la LCG	103
4.4.2	Calcul des flux	103
4.4.2.1	Interpolation des métriques	103
4.4.2.2	Calcul de la composante de déformation du flux de vitesse de déplacement – Première version	104
4.4.2.3	Calcul de la composante de déformation du flux de vitesse de déplacement – Deuxième version	104
4.4.2.4	Composante rigide du flux de vitesse de déplacement	105
4.4.3	Calcul des volumes intermédiaires	105
5	Validations de l'algorithme de sub-cycling	107
5.1	Validation de la précision	107
5.1.1	Description du cas test : advection d'un carré creux	107
5.1.2	Simulations	109
5.1.2.1	Simulations préliminaires et influence du nombre de sous-cycles	109
5.1.2.2	Influence du nombre d'itérations internes	112
5.1.3	Conclusion partielle	113

5.2	Compatibilité avec l'AGR	116
5.2.1	Description du cas test : chute d'une colonne d'eau avec obstacle	116
5.2.1.1	Configuration	116
5.2.1.2	Procédure numérique	117
5.2.2	Simulations	117
5.2.2.1	Maillages fixes	118
5.2.2.2	Maillages avec raffinement automatique	119
5.2.3	Conclusion partielle	119
5.3	Compatibilité avec la déformation de maillage	122
5.3.1	Description du cas test : profil NACA 0012 immergé	122
5.3.1.1	Configuration	122
5.3.1.2	Procédure numérique	122
5.3.2	Simulations	123
5.3.2.1	Cas stationnaire	123
5.3.2.2	Cas instationnaire	125
5.3.3	Conclusion partielle	127
5.4	Cas tridimensionnel avec déformation de maillage	130
5.4.1	Introduction	130
5.4.2	Description du cas test : DTMB en embardée sinusoïdale	130
5.4.3	Simulations numériques	131
5.4.3.1	Maillage grossier	131
5.4.3.2	Maillage fin	133
5.4.3.3	Temps de calcul	133
5.4.4	Conclusion partielle	133
5.5	Bilan sur l'algorithme de sub-cycling	139

III Modélisation et simulations de l'écoulement autour de la palette 141

6 Présentation de la démarche 143

6.1	Objectifs	143
6.1.1	Objectif principal	143
6.1.2	Objectifs à terme	143
6.1.3	Représentation fidèle de l'écoulement dans tous ses aspects	144
6.1.3.1	Instationnarité de l'écoulement	144
6.1.3.2	Écoulement à surface libre	144
6.1.3.3	Cinématique de la palette	144
6.1.3.4	Discrétisation de la palette	145
6.1.3.5	Flexibilité du manche de l'aviron	145
6.1.3.6	Paramètres et modèles physiques pour la résolution	146
6.1.4	Approche complémentaire expérimental–numérique	146
6.1.4.1	Conditions in situ	146
6.1.4.2	Conditions ex situ	146
6.2	Schématisation des configurations d'essai	148

7	Interaction fluide–structure (IFS)	151
7.1	Algorithmes de couplage pour l’IFS et stratégies de convergence des simulations	151
7.1.1	Généralités	151
7.1.2	Formulation du problème d’IFS	152
7.1.2.1	Le problème fluide	152
7.1.2.2	Le problème structure	152
7.1.2.3	Le problème couplé	152
7.1.3	Algorithmes de couplage	153
7.1.3.1	Approche monolithique	153
7.1.3.2	Approche partitionnée	154
7.1.3.3	Choix d’une méthode de couplage	157
7.1.4	La masse ajoutée	157
7.1.4.1	Définition	157
7.1.4.2	Calcul et approximation de l’opérateur de masse ajoutée	157
7.1.5	Stabilisation des couplages partitionnés	159
7.1.5.1	Influence des effets inertiels sur la stabilité du couplage IFS	159
7.1.5.2	Utilisation d’un opérateur de masse ajoutée	160
7.1.5.3	Interprétation en terme de relaxation	160
7.1.5.4	Lien entre Jacobien des efforts fluides et masse ajoutée	161
7.2	Modèles de flexion de l’aviron	163
7.2.1	Approche idéalisée	163
7.2.1.1	Hypothèses	163
7.2.1.2	Efforts sur la poutre	164
7.2.1.3	Repère	164
7.2.1.4	Calcul des actions aux appuis	164
7.2.1.5	Zones de la poutre	166
7.2.1.6	Choix d’une base locale dans chaque zone	166
7.2.1.7	Expression du torseur de cohésion dans chaque zone	166
7.2.1.8	Calcul des déflexions linéaire et angulaire	167
7.2.2	Mise en défaut de l’approche idéalisée	167
7.2.2.1	Recherche du centre de poussée hydrodynamique en 2D	168
7.2.2.2	Recherche du centre de poussée hydrodynamique en 3D	168
7.2.2.3	Recherche du centre de poussée hydrodynamique à l’aide de résultats de simulations numériques	169
7.2.3	Modèle simplifié de flexion de l’aviron	169
7.2.4	Modèle complet de flexion de l’aviron	170
7.2.5	Erreur commise dans le modèle simplifié	172
7.3	Evaluation de la flexibilité de l’aviron	174
7.3.1	Description du banc de mesures	174
7.3.2	Mesures	174
7.3.3	Détermination des coefficients de flexibilité	176
7.4	Cinématique théorique de la palette	177
7.4.1	Attitude de l’aviron par rapport au bateau	177
7.4.2	Éléments de la cinématique de la palette	177
7.4.3	Cinématique imposée	178
7.4.3.1	Position et orientation initiales de la palette	178

7.4.3.2	Lois de mouvement imposées au niveau de l'emplanture	179
7.4.4	Prise en compte de l'IFS pour la cinématique de la palette	181
7.4.4.1	Translation liée à la déflexion linéaire	181
7.4.4.2	Rotation liée à la déflexion angulaire	182
7.5	Relaxation de la cinématique de la palette par la masse ajoutée	184
7.5.1	Stabilisation via la masse ajoutée du couplage IFS avec usage du modèle simplifié de flexion de l'aviron	184
7.5.2	Stabilisation via la masse ajoutée du couplage IFS avec usage du modèle complet de flexion de l'aviron – déflexions linéaire et angulaire découplées	186
7.5.3	Stabilisation via la masse ajoutée du couplage IFS avec usage du modèle complet de flexion de l'aviron – déflexions linéaire et angulaire couplées	186
8	Simulations de l'écoulement autour de la palette en conditions écologiques	189
8.1	Configuration expérimentale	189
8.1.1	Mesure de la dynamique du bateau	190
8.1.2	Mesure de la cinématique de l'aviron	191
8.1.3	Mesure des moments de flexion et torsion sur l'aviron	191
8.1.4	Calcul de la cinématique de la palette à partir des données expérimentales	192
8.1.5	Démarche suivie pour détecter le contact de la palette avec l'eau	193
8.2	Configuration numérique	195
8.2.1	Domaine de calcul	195
8.2.2	Maillages	196
8.2.3	Paramètres de simulation	196
8.3	Simulations numériques	201
8.3.1	Résultats	201
8.3.2	Influences de paramètres sur le profil d'effort M_{fz}	203
8.3.2.1	Influence du levier extérieur L_e	203
8.3.2.2	Influence de l'altitude de la surface libre z_{SL}	207
8.3.2.3	Influence de l'angle d'immersion θ_1	207
8.3.2.4	Influence de l'angle de roulis de l'aviron ϕ_2^r	207
8.3.2.5	Influence du tangage du bateau	207
8.3.2.6	Influence du coefficient de flexibilité K_{lin} de l'aviron	208
8.3.2.7	Influence des effets visqueux	209
8.4	Conclusion	211
9	Simulations de l'écoulement autour de la palette en bassin des carènes	213
9.1	Configuration expérimentale	213
9.1.1	Le dispositif expérimental	213
9.1.1.1	Le bassin de traction	213
9.1.1.2	La plateforme dynamométrique	214
9.1.1.3	Le bras rotatif	214
9.1.1.4	Le groupe moto-réducteur asservi	215
9.1.1.5	L'acquisition des données et pré-traitements	215
9.1.2	Estimation des erreurs et répétabilité	218
9.1.3	Les essais effectués	220
9.1.3.1	Came	220

9.1.3.2	Portance nulle	222
9.1.3.3	Essais utilisés	223
9.2	Configuration numérique	224
9.2.1	Domaine de calcul	224
9.2.2	Maillages	224
9.2.3	Paramètres de simulation	225
9.3	Simulations numériques	229
9.3.1	Evaluation de l'angle de portance nulle	229
9.3.1.1	Essais à basses vitesses	229
9.3.1.2	Essais à vitesses nominales	230
9.3.2	Visualisation d'un coup d'aviron	231
9.3.3	Principaux résultats et étude convergence en maillage	231
9.3.4	Influence des paramètres	232
9.3.4.1	Influence de la vitesse du chariot	232
9.3.4.2	Influence de l'angle d'immersion	232
9.3.4.3	Influence de l'angle de coiffe	232
9.3.5	Effet de l'utilisation de l'algorithme de sub-cycling	232
9.3.6	Influence du modèle de flexion du manche	233
9.3.7	Stabilisation de la flexibilité	233
9.4	Conclusion	244
10	Bilan des résultats et étude des incertitudes	245
10.1	Revue des résultats obtenus	245
10.2	Inventaire des sources d'erreur possibles	246
10.2.1	Erreurs expérimentales	246
10.2.2	Erreurs numériques	246
10.3	Etude des incertitudes sur la vitesse incidente de l'écoulement	249
10.3.1	Calcul de la norme de la vitesse incidente et de son angle	249
10.3.2	Estimation formelle des incertitudes sur la norme de la vitesse incidente et de son angle	250
10.3.3	Estimation numérique des incertitudes sur la norme de la vitesse incidente et de son angle	251
10.3.4	Résumé de l'étude	253
IV	Modélisation et simulations de l'écoulement autour du skiff	257
11	Cadre de l'étude	259
12	Simulations de l'écoulement autour du skiff	261
12.1	Configuration numérique	261
12.1.1	Domaines de calcul	261
12.1.1.1	Campagne de 2012	261
12.1.1.2	Campagne de 2000	261
12.1.2	Maillages	263
12.1.3	Paramètres de simulation	263

12.2	Simulations	267
12.2.1	Cas stationnaire	267
12.2.2	Cas instationnaire	267
12.2.2.1	Simulations sans surface libre	270
12.2.2.2	Simulations avec surface libre	270
13	Discussions des résultats et bilan des simulations de l'écoulement autour du skiff	273
13.1	Discussions des résultats	273
13.2	Bilan	277

Conclusion générale **278**

Annexes **285**

A Notations, définitions mathématiques et rappels de mécanique générale **287**

A.1	Bases	287
A.1.1	Bases et composantes	287
A.1.2	Repères et coordonnées	287
A.1.3	Référentiels	288
A.1.4	Changement de base	288
A.1.4.1	Changement de base des composantes d'un vecteur	288
A.1.4.2	Changement de bases successifs	288
A.1.4.3	Changement de base des composantes d'un opérateur	289
A.2	Matrices de rotation	290
A.2.1	Matrices de passage d'une base à une autre	290
A.2.2	Composition des rotations et rotations successives	290
A.3	Angles de Cardan	292
A.3.1	Matrices de rotation associée aux angle de Cardan	292
A.3.2	Passage de la matrice de rotation aux angles de Cardan	293
A.3.3	Vitesse de rotation	293
A.3.4	Intérêt et limite des angles d'Euler–Cardan	293
A.4	Quaternions	294
A.4.1	Définitions et propriétés	294
A.4.1.1	Espace des quaternions	294
A.4.1.2	Notation	294
A.4.1.3	Décomposition en partie réelle et partie pure	294
A.4.1.4	Conjugué	294
A.4.1.5	Norme	295
A.4.1.6	Quaternion unitaire	295
A.4.1.7	Quaternion inverse	295
A.4.1.8	Dérivation temporelle	295
A.4.2	Lien entre quaternions et matrice de passage	295
A.4.3	Relation entre rotation instantanée et quaternions	296
A.4.4	Rotation avec des quaternions	296

A.4.5	Avantages et inconvénients des quaternions	296
A.5	Torseurs statiques	298
A.5.1	Torseurs d’actions mécaniques	298
A.5.1.1	Définition	298
A.5.1.2	Changement de point d’expression du torseur	298
A.5.1.3	Notations	298
A.5.2	Torseurs particuliers	299
A.5.2.1	Torseur glisseur	299
A.5.2.2	Torseur couple	299
A.6	Théorie des poutres	300
A.6.1	Hypothèses	300
A.6.1.1	Notions de poutre	300
A.6.1.2	Hypothèse sur les matériaux	300
A.6.1.3	Hypothèse de Barré de Saint-Venant	301
A.6.1.4	Hypothèse sur les déformations	301
A.6.1.5	Hypothèse de Navier-Bernoulli	301
A.6.2	Actions extérieures	301
A.6.2.1	Actions mécaniques connues	301
A.6.2.2	Actions mécaniques inconnues	301
A.6.3	Actions intérieures – notion de sollicitations	301
A.6.3.1	Mise en évidence des efforts intérieurs	301
A.6.3.2	Sollicitations	302
A.6.3.3	Méthode de calcul du torseur de cohésion	302
A.6.4	Déformée	302

B Session expérimentale à l’Institut P’ 305

B.1	Introduction	305
B.2	Dispositif expérimental	306
B.2.1	Marqueurs 3D	306
B.2.2	Centrales inertielles	307
B.3	Méthode de calcul des angles de Cardan	309
B.3.1	Idée générale	309
B.3.2	Notation	309
B.3.3	Démarche commune aux deux systèmes d’acquisition	310
B.3.3.1	Définition des angles de Cardan	310
B.3.3.2	Obtention de la matrice de passage $\mathcal{P}_{\mathcal{B}_b \rightarrow \mathcal{B}_a}$	311
B.3.4	Spécificités pour le système d’acquisition avec marqueurs 3D	312
B.3.4.1	Définition de la base \mathcal{B}_b^V	312
B.3.4.2	Définition de la base $\mathcal{B}_{a_0}^V$	313
B.3.5	Spécificités pour le système d’acquisition avec centrales inertielles	314
B.3.5.1	Définition de la base \mathcal{B}_b^{IMUbt}	314
B.3.5.2	Définition de la base $\mathcal{B}_{a_0}^{IMUav}$	315
B.4	Résultats	317
B.4.1	Différents types de mouvements	317
B.4.2	Méthode de comparaison des résultats et post-traitements effectués	317
B.4.3	Comparaison des vecteurs	318

B.4.4	Comparaison des angles de Cardan	318
B.5	Conclusion	323
C	Ebauche d’une modélisation du système multicorps	325
C.1	Contexte	325
C.1.1	Le GMRS	325
C.1.2	Limites du GMRS	325
C.1.3	Le solveur <i>MBDyn</i>	327
C.1.4	Co-simulation <i>ISIS-CFD / MBDyn</i>	327
C.2	Compilation des éléments mis en place	329
C.2.1	Modélisation du système bateau-avirons-rameur en différentes sous-parties	329
C.2.1.1	Chaîne des membres inférieurs du rameur	329
C.2.1.2	Chaîne des membres supérieurs du rameur	330
C.2.1.3	Courbure du dos	330
C.2.1.4	Immersion de la dame de nage	335
C.2.2	Echange du pas de temps d’un code minimaliste vers <i>MBDyn</i>	335
C.3	Résumé	337
	Table des figures	339
	Liste des tableaux	345
	Liste des acronymes	347
	Références	349

Introduction générale

Contexte général

La simulation numérique est un outil coûteux en ressources informatiques mais prenant néanmoins une part de plus en plus importante dans l'industrie, et permet notamment une amélioration des performances de nombreux produits. Cette tendance s'applique aussi à l'ingénierie du sport, où une technologie de pointe est parfois primordiale. Dans ce contexte, la simulation numérique peut intervenir à différents niveaux et dans plusieurs domaines scientifiques. Par exemple, il est nécessaire de prévoir les conditions météorologiques en ski pour adapter au mieux le fartage par rapport à la piste. Une voiture de course de type Formule 1 atteint des hauts niveaux de performance grâce à une multitude d'optimisations (aérodynamisme, structure, combustion, choix stratégiques en course, etc.)

Les sports nautiques s'intéressent aussi à cet outil. Son usage se limite essentiellement au domaine de la voile, où les moyens financiers sont plus importants et où les boucles de conception sont les mêmes que celles utilisées en industrie. Les équipes participant à l'*America's Cup* sont entourées de véritables spécialistes et de ressources informatiques abondantes. Le coût des catamarans sont alors de plusieurs millions d'euros. En revanche, les clubs et les fédérations d'aviron ne disposent pas des mêmes budgets. Pourtant, les écoulements apparaissant dans ce sport sont très complexes et ont des spécificités qui les rendent intéressants d'un point de vue hydrodynamique. Le rameur constitue le moteur du système et il génère la propulsion du bateau via des avirons (ou des rames) au bout desquels se situent des palettes (la partie propulsive). Les différents éléments constituant le système ont des fortes interactions entre eux. La propulsion se crée quand la palette prend appui dans l'eau et l'écoulement engendré est de nature fortement instationnaire. La discontinuité de la propulsion, combinée au déplacement du rameur dont la masse est plus importante que le bateau, génère un mouvement de cavalemeent de l'embarcation, et des mouvements secondaires de tangage et pilonnement. Cela forme la véritable empreinte du bateau d'aviron car cette forte variation de vitesse ne se retrouve pas dans les autres types de bateau, où cette dernière est généralement constante en fonctionnement normal par nature des propulsions employées.

Envisager la simulation numérique de ces deux écoulements n'est pas une tâche aisée et immédiate. Il faut être capable d'interpréter ses résultats, d'avoir un regard critique sur les valeurs obtenues et leurs précisions, ou encore de connaître ses limites vis-à-vis de la physique à capturer. La maîtrise de l'erreur numérique requiert donc une bonne connaissance des problématiques de génération de maillages, de convergence en maillage et, plus généralement, des méthodes numériques utilisées. Afin d'éviter des erreurs de modélisation, il faut inévitablement passer par une étape de validation consistant à comparer des bases de données expérimentales. Par ailleurs, une modélisation très fine est nécessaire si l'objectif final consiste à améliorer le matériel ou le style du rameur, ceux-ci étant probablement assez proches des points optimaux.

La thèse s'inscrit dans un projet financé par la région Pays de la Loire, dont l'intitulé est ANOPACy pour « Analyse et Optimisation de la Performance en Aviron et Cyclisme ». Il vise à analyser la performance sportive et les conditions de son optimisation dans deux sports très implantés dans le territoire. L'impact et le potentiel des nouvelles technologies sont étudiés, d'une part dans la recherche scientifique, d'autre part dans l'entraînement sportif. La thèse se situe dans l'axe « caractérisation et modélisation de gestes cycliques » et, plus particulièrement, dans le thème d'étude « Modélisation et simulation mécanique et biomécanique d'activités cycliques ». Dans ce thème, il est partiellement question d'améliorer un simulateur existant, appelé *Global Mechanical Rowing Simulator* (GMRS), développé au cours d'un projet précédent par François Rongère [153], en particulier pour les modèles hydrodynamiques et biomécaniques.

Objectifs de la thèse

Les objectifs de la thèse sont les suivants :

- Le premier objectif de cette thèse est de mettre en place une modélisation fine permettant la simulation numérique d'un coup d'aviron. Celle-ci doit prendre en compte toute la complexité de la situation réelle, à savoir : les six degrés de liberté de la palette, la flexibilité du manche de l'aviron, la proximité de la surface libre et la possibilité qu'elle soit en interaction avec des poches d'air. Le travail consiste à valider cette modélisation sur deux bases expérimentales de natures différentes : une première effectuée en conditions écologiques et une deuxième en laboratoire où l'environnement est mieux maîtrisé.
- Le second objectif consiste à développer une procédure pour permettre la diminution des temps CPU des simulations d'écoulements instationnaires, au sein du solveur *ISIS-CFD*, développé par l'équipe METHRIC du LHEEA et utilisé pour toutes les simulations fluides dans cette thèse. En effet, ces simulations sont très coûteuses en ressources informatiques, en particulier celles requises pour le premier objectif. Cette procédure est une extension pour les écoulements instationnaires d'une méthode déjà fonctionnelle pour les écoulements stationnaires [116]. Cette baisse des temps CPU ne doit pas se faire au prix de la précision générale des simulations.
- Le troisième objectif est similaire au premier mais il s'agit ici de l'écoulement autour du skiff. La modélisation doit permettre, dans un premier temps, de s'assurer que les efforts obtenus pour un bateau à vitesse constante soient dans une marge acceptable vis-à-vis de celle obtenue usuellement dans *ISIS-CFD*. Ensuite, il faudra vérifier le bon fonctionnement pour des vitesses variables. Ce travail s'appuie sur les données de deux campagnes d'essais effectuées au bassin des carènes du LHEEA.
- Le quatrième objectif consiste à effectuer la simulation du système global. Le travail se fait sur la base des modélisations mises en place dans les trois objectifs précédents et d'un outil permettant de résoudre la dynamique du système bateau-avirons-rameur. Il s'agit alors d'effectuer une co-simulation, c'est-à-dire un calcul où les résolutions sont couplées, sauf pour les deux écoulements fluides ayant une faible interaction l'un envers l'autre.

Plan du manuscrit

Le manuscrit est découpé en plusieurs parties, elles-mêmes composées de chapitres. Les volumes des contenus qui y sont donnés sont assez représentatifs du temps passé au cours de ce travail de thèse.

La première partie donne une description de l'aviron et de l'état de l'art. Dans le chapitre 1, un regard général sur ce sport est proposé, en commençant par son histoire, puis le matériel utilisé et ses réglages, ensuite les aspects techniques et pour finir quelques détails sur les compétitions. Il a principalement pour objectif d'éclairer le lecteur sur le vocabulaire et certains aspects techniques pouvant être réutilisés dans le manuscrit. Le chapitre 2 fournit une revue bibliographique de la recherche sur ce sport, en lien avec le sujet. L'attention est donc portée sur la modélisation du système bateau-avirons-rameur et des interactions fluide-structure. Pour ce dernier point, l'accent est mis sur la modélisation des efforts hydrodynamiques sur la palette et sur la carène, en détaillant les volets théoriques, expérimentaux et numériques.

La seconde partie traite de la modélisation des écoulements incompressibles tridimensionnels

à surface libre et de l'algorithme de sub-cycling qui a été développé pour diminuer les temps CPU des simulations. Le chapitre 3 décrit la résolution des équations fluides dans *ISIS-CFD*. Ensuite, le chapitre 4 décrit la procédure de diminution des temps de calcul qui a été développée. Le chapitre 5 est alors consacré à la validation de l'algorithme sur plusieurs cas test bidimensionnels et sur un cas tridimensionnel, à savoir une carène de DTMB 5415 avec un mouvement d'embarquée sinusoïdale. Les facteurs d'accélération des calculs sont donnés pour ces divers cas d'étude et un bilan est fait à la fin de ce chapitre.

La troisième partie, la plus volumineuse de ce manuscrit et dans laquelle la majorité du temps a été consacrée, concerne la modélisation et les simulations de l'écoulement autour de la palette. Le chapitre 6 présente la démarche, les objectifs et la complexité de la physique du problème à modéliser. Dans le chapitre 7, nous développons tous les aspects concernant l'interaction fluide-structure (IFS). Il débute par l'explication des différents moyens possibles pour traiter les problèmes fluide et structurel et des moyens à mettre en œuvre pour stabiliser le couplage. Puis les modèles structurels de flexion du manche de l'aviron sont développés, suivi d'une évaluation des coefficients à donner à ces modèles pour évaluer la flexibilité des avirons utilisés lors des essais expérimentaux reproduits par simulation. Ensuite, la cinématique théorique de la palette est décrite et, pour finir, sa modification dans la boucle IFS pour assurer la stabilité du couplage. Les chapitres 8 et 9 s'intéressent alors aux simulations reproduisant, respectivement, des essais en conditions écologiques et en conditions de laboratoire. Finalement, le bilan de cette partie est donné au chapitre 10. Il s'agit aussi à ce niveau de revisiter les sources d'erreurs potentielles et de quantifier les incertitudes.

La quatrième partie, plus sommaire, concerne la modélisation et les simulations de l'écoulement autour du skiff. Dans le chapitre 11, le cadre de l'étude est donné. Ensuite, dans le chapitre 12 les simulations effectuées pour des cas en stationnaire puis en instationnaire sont présentées. Une conclusion de cette partie est donnée au chapitre 13.

La conclusion générale de cette thèse ponctue le corps principal de ce manuscrit, par le biais d'un bilan et des perspectives potentielles pour la suite.

Pour compléter ce manuscrit, il a été décidé de mettre en annexe quelques éléments et le lecteur pourra s'y référer au moment où des renvois explicatifs sont donnés dans le corps de texte principal. En annexe A, plusieurs notions diverses sont détaillées, concernant principalement des notations, des définitions mathématiques et des rappels de mécanique. En annexe B, un extrait de rapport d'étude est inséré. Il concerne un travail d'évaluation de la précision des centrales inertielles pour déterminer l'attitude de l'aviron et sa position par rapport à un référentiel galiléen. Finalement, en annexe C, l'ébauche de la modélisation du système multicorps est présentée.

Première partie
Aviron et état de l'art

Présentation de l'aviron

Ce chapitre a pour but d'éclairer le lecteur non spécialiste de l'aviron sur cette pratique. Nous commençons par résumer l'histoire de ce sport, de sa naissance à aujourd'hui. Nous décrivons ensuite le matériel utilisé, ainsi que les réglages nécessaires pour adapter celui-ci aux rameurs. Puis une explication du geste, ou coup d'aviron, est donnée. Pour terminer, le format des compétitions est également présenté.

1.1 Histoire et pratiques de l'aviron

Les Egyptiens utilisaient au XIX^{ème} siècle av. J.-C des bateaux à mode de propulsion hybride (voiles et rames) pour leur marine marchande. Une des traces les plus anciennes de l'usage de la rame est une inscription funéraire remontant à 1430 av. J.-C. où les qualités de rameurs d'Aménophis II sont portées aux nues. Au cours des dix siècles de leur domination de la Mer Méditerranée, les Grecs perfectionnèrent la navigation maritime pour faire prospérer leurs activités commerciales et coloniales. Ils faisaient notamment usage de trières, galères de combat avec 340 rames étagées sur trois rangs, avec un rameur par rame. Une photographie d'un modèle en bois de trière grecque exposée au Deutsches Museum à Munich est donnée en Figure 1.1(a) page suivante. A l'époque, les rameurs étaient déjà assis et glissaient à l'aide d'un coussin enduit de graisse sur un banc lisse, pieds au même niveau que celui-ci, permettant d'obtenir un mouvement ample par fléchissement des jambes et de diminuer l'encombrement vertical. Les Romains, Byzantins et Vikings continuèrent d'utiliser les mêmes types de bâtiments, avec des bateaux de tailles plus ou moins grandes, et en augmentant dans certains cas le nombre de rameurs par rame. Plus tard, au XVI^{ème} siècle, l'Invincible Armada comptait jusqu'à 40 galères de 220 rameurs chacune et contribua à l'extension de l'Empire espagnol. Les rameurs étaient des prisonniers anglais et des condamnés de droit commun, contrairement aux civilisations antiques qui utilisaient et payaient des hommes libres.

Jusqu'aux Temps Modernes, la pratique de l'aviron servait donc essentiellement à des fins belliqueuses et commerciales. Certaines courses font tout de même exception à ce constat. Par exemple, dans l'Enéide, Virgile mentionne que l'aviron faisait partie des jeux funéraires organisés par Enée en l'honneur de son père [20]. En outre, la régata (orthographe originale *regata*) reconnue comme la première se déroula en 1315 à Venise [158]. Les premières épreuves sportives modernes remontent au XVIII^{ème} siècle. La *Doggett's Coat and Badge* est la première régata de cette nouvelle ère et est tenue chaque année depuis 1715. Il s'agit d'une course entre rameurs de taxi fluvial

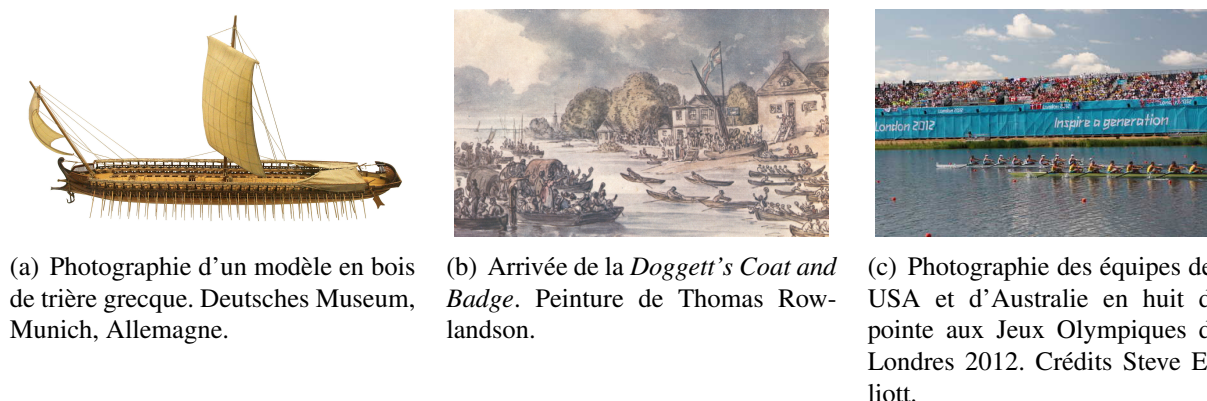


FIGURE 1.1 – L'aviron de l'Antiquité à aujourd'hui.

sur la Tamise entre le *London Bridge* et le *Cadogan Pier* à Chelsea. La peinture de Thomas Rowlandson (1756-1827) en Figure 1.1(b) représente une arrivée de cette course. De plus en plus de courses d'aviron se tinrent au XVIII^{ème} siècle puis ce sport se développa dans les pays anglo-saxons (Angleterre, USA, Canada) au XIX^{ème} siècle, bien qu'il fût réservé à une élite. Il existe des rivalités sportives entre écoles ou universités et des courses annuelles ont lieu : depuis 1829 entre Cambridge et Oxford (Angleterre) et depuis 1852 entre Harvard et Yale (USA). En France, cette pratique, tout d'abord appelée canotage, se popularisa dans les années 1830-1840. Cependant, elle souffrait de l'antagonisme entre le canotage tape-à-l'oeil et le canotage élitiste, pratiqué par les aristocrates et à l'origine du mouvement sportif. Pour se dissocier de cette première forme, des sociétés sont créées dans plusieurs villes et ont pour but de réglementer divers aspects du sport : nombre de rameurs par classe de bateau, matériaux ou principe des courses. Ces efforts ne sont pas vains car ce sport est présent à l'Exposition Universelle de Paris en 1867 et fait de la ville la capitale de l'aviron. En 1890, la Fédération Française des Sociétés d'Avion (FFSA) vit le jour¹. Puis, la Belgique, l'Italie, la Suisse et la France fondèrent la Fédération Internationale des Sociétés d'Avion (FISA) en 1892 à Turin, en ayant notamment comme objectif de lutter contre la corruption qui existait via un système de paris sportifs. L'aviron intègre les Jeux Olympiques (JO), rénovés par le baron Pierre de Coubertin, également fondateur du Comité International Olympique (CIO), dès la première édition en 1896 mais les épreuves doivent être annulées pour cause de tempête. Depuis lors, l'aviron fut présent à tous les JO, comme à ceux de Londres en 2012 (cf. Figure 1.1(c)).

En 2017, la FISA rattache 151 fédérations nationales (une par pays) et régit la réglementation de ce sport. Il existe² 101 règles dans le code des courses [61]. La première de ces règles est la suivante :

1. Son nom est devenu la Fédération Française d'Avion (FFA) en 2013.
2. au moment de l'écriture de ce manuscrit

Règle FISA 1 : Aviron - Bateaux - Régates

L'aviron consiste dans la propulsion d'un bateau à tirant d'eau, avec ou sans barreur, par la force musculaire d'un ou de plusieurs rameurs utilisant des avirons comme leviers simples du deuxième degré, assis le dos dans la direction du mouvement du bateau. L'aviron comprend aussi la pratique d'un mouvement similaire sur une machine à ramer ou dans un tank à ramer.

Dans un bateau d'aviron, tous les éléments porteurs, y compris les axes des éléments mobiles, doivent être fixés solidement au corps du bateau, mais le siège du rameur peut se déplacer dans l'axe du bateau.

Une régata à l'aviron est une manifestation sportive consistant en une ou plusieurs épreuves, si nécessaire elles-mêmes composées de manches, disputées dans une ou diverses classes de bateaux par des rameurs répartis, en principe, en différentes catégories, selon leur sexe, leur âge ou leur poids.

Cette règle définit les grandes lignes de ce sport. L'esprit semble être de le démarquer des autres sports nautiques et d'exclure certains mécanismes. Le qualificatif *à tirant d'eau* indique que les embarcations ont une masse bien inférieure aux rameurs et il est aussi indiqué que ces derniers doivent constituer la seule source de propulsion du bateau, excluant ainsi une propulsion vélique ou motorisée.

La règle montre bien la différence avec les sports de pagaie, comme le canoë ou le kayak. En effet, il est spécifié que les avirons sont des leviers du second ordre, c'est-à-dire que la force résultante sur la lame de nage (force de sortie) se trouve entre la palette immergée (point d'appui) et l'action du rameur sur l'aviron (force d'entrée). Pour les sports de pagaie, la force de sortie se trouve en extrémité (cf. Tableau 1.1 page suivante). Par ailleurs, l'aviron a la particularité d'avoir un équipage évoluant le dos tourné vers l'avant de l'embarcation. Les membres inférieurs ont une grande part dans la cinématique et la transmission des efforts, celle-ci étant aidée par une assise coulissante. Il est d'ailleurs indiqué que la coulisse est la seule partie portante à pouvoir être mobile par rapport au bateau. En 1981, des portants mobiles ont été introduits et permettaient de compenser la perte de vitesse induite par l'inertie du rameur. Ce dispositif a été interdit l'année suivante car il était jugé trop onéreux et allait contre les valeurs d'universalité des sports olympiques. Dans certaines classes, un barreur est présent et a pour rôle de diriger le bateau. Il coordonne aussi la puissance et le rythme des rameurs. Les pagayeurs peuvent faire avancer le bateau avec une seule pagaie tout en corrigeant sa direction en pagayant alternativement à babord et tribord. Cela est impossible en aviron et il faut donc, quelle que soit l'embarcation, au moins un aviron de chaque côté.

L'aviron se pratique en loisir ou en compétition, sous plusieurs formes et dans des conditions très variées. Il est donc possible de ramer en eau calme (rivière ou lac) mais également en mer. Des systèmes permettent de ramer en intérieur, comme l'ergomètre ou le tank à ramer, visibles sur la Figure 1.2 page suivante, et décrits plus précisément en section 1.2.4.1.

	sports de pagaie	aviron
mécanisme de propulsion	<p>Levier du troisième ordre :</p>	<p>Levier du second ordre :</p>
	orientation de l'équipage	pagayeurs face au mouvement
liaisons pagaie/aviron - bateau	aucune	en pivot (pendant la phase de propulsion)
principales chaînes musculaires	torse	membres inférieurs et supérieurs
siège	fixe	coulissant
barreur	sans	avec (dans certaines classes)
nombre de palettes	une peut suffire	au moins deux (une de chaque côté)

Tableau 1.1 – Différences notables entre les sports de pagaie et l'aviron



(a) **Aviron de rivière.** Photographie du rameur Lituanien Mindaugas Griskonis. Crédits Augustas Didžgalvis.



(b) **Aviron de mer.** Photographie de la première régate *St Ayles Skiff off Anstruther*, Ecosse. Crédits Peter Nisbet



(c) **Ergomètre.** Photographie de plusieurs rameurs d'intérieur Concept2 Model C. Crédits John T. E. Slade



(d) **Tank à ramer.** Photographie d'un tank à ramer de quatre places, Université d'Otago, Nouvelle Zélande. Crédits Yeti Hunter

FIGURE 1.2 – Les diverses pratiques de l'aviron.

1.2 Le matériel

Bien qu'il fait grande part aux qualités physiques et techniques des rameurs, l'aviron est un sport mécanique et, comme dans tous les sports du même type, la performance est inhérente de la qualité du matériel utilisé et donc de l'innovation technologique. Cependant, ce critère n'est pas le seul et dépend du niveau du rameur et du type de pratique qu'il souhaite faire. Ainsi un rameur débutant cherche plutôt à apprendre le geste et a besoin d'une bateau offrant de la stabilité, alors qu'un rameur élite préfère une coque très légère, rigide et fine.

Cette section présente le matériel utilisé en aviron selon quatre groupes. Les trois premiers se retrouvent sur tous les bateaux, quel que soit le niveau de pratique. Il s'agit du bateau, de l'aviron et de la dame de nage. Le dernier groupe est facultatif, tout du moins pour l'aviron de loisir, et concerne les appareils d'aide à l'entraînement du sportif et au contrôle de la performance.

1.2.1 Les bateaux

1.2.1.1 Matériaux

Les coques sont fabriquées avec plusieurs types de matériaux et de procédés. La conception doit se faire selon des critères en fonction de la pratique souhaitée, à savoir :

- légèreté : plus le bateau est léger et plus il est facile de le faire avancer. La FISA impose toutefois un poids minimal (ex : 14 kg pour un skiff, autres données dans le Tableau 1.2 page 15), afin de maintenir une équité sportive entre les participants.
- rigidité : une coque rigide assure une bonne transmission des efforts, en particulier au niveau de la planche de pied. Le coque étant en grande partie ouverte, il faut aussi s'assurer de la rigidité en torsion.
- optimisation des formes : une coque bien profilée minimise la résistance hydrodynamique.
- normes environnementales : « *L'aviron est un sport qui se pratique en eau claire et propre ; la communauté de l'aviron joue un rôle important dans la gestion responsable et durable des ressources naturelles et physiques qui sont les conditions nécessaires à l'aviron.* » (extrait des statuts et textes d'application officiels de la FISA).
- coût : fonction de la qualité finale, des matériaux, de la taille du bateau, etc.
- durabilité.

Le bois est le matériau historique en construction navale et les coques d'aviron furent pareillement construites avec cette matière jusque dans les années 1970. Seuls certains bateaux de loisir le sont encore, la plupart d'entre eux étant réalisés en matière plastique (polyéthylène). Les manufacturiers de bateaux d'aviron ont profité des matériaux et technologies développés par l'industrie aérospatiale. En montant en gamme, les bateaux sont alors réalisés en matériaux composites offrant à la fois légèreté et rigidité. Ils sont formés d'une matrice (résines polyesters, époxy, vinylester, etc.) et de renforts (fibres de verre ou de carbone). Le terme *polymère à renfort fibre de carbone* (PRFC) est employé pour désigner ces matériaux. Les embarcations en fibres de verre, moins coûteuses, sont utilisées pour le loisir ou l'entraînement alors que celles faites en fibres de carbone ou encore en Kevlar sont plutôt réservés pour la compétition. Les techniques les plus abouties mettent en œuvre des structures en sandwich de couches de fibres de carbone et de Kevlar enveloppant une âme en nid d'abeille (cf. Figure 1.3 page suivante) qui permet une réduction de la masse. Cependant, la coque est susceptible d'être endommagée en cas de choc et un soin particulier doit être porté à tout moment (rangement, transport, mise à l'eau, etc.).

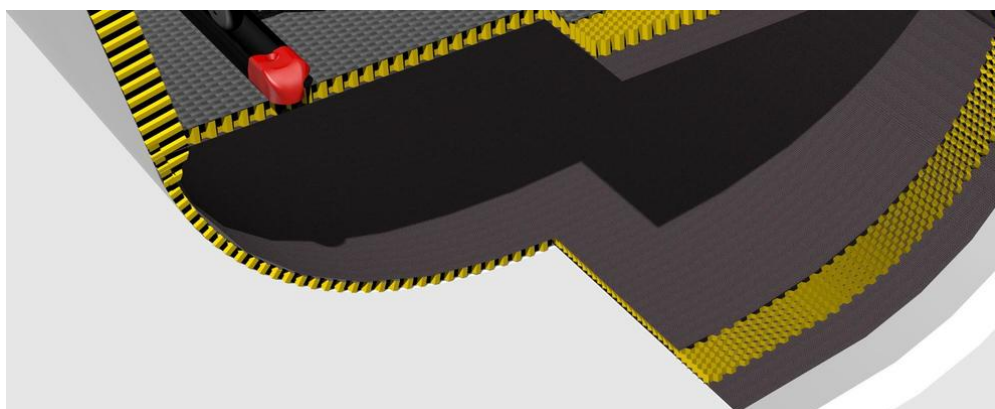
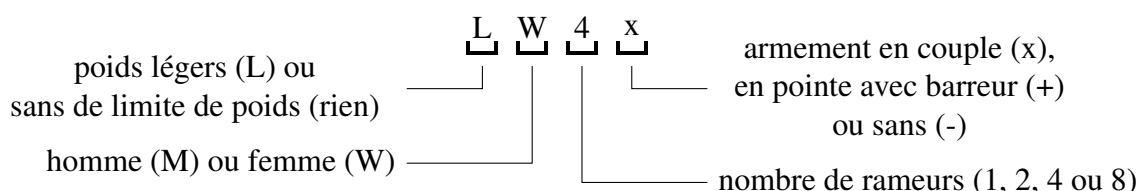


FIGURE 1.3 – Vue en coupe d'un modèle CAO de coque de bateau d'aviron avec structure en sandwich de couches de fibres de carbone avec cœur en nid d'abeille. Représentation originale prise sur le site Internet de WinTech Racing et tronquée.

1.2.1.2 Classes

Il existe plusieurs configurations pour pratiquer l'aviron. Il est possible de ramer seul ou en équipage, avec ou sans barreur. Dès lors qu'il y aura plusieurs rameurs, il est donc possible de choisir entre deux armements : en couple ou en pointe (cf. Figure 1.4 page suivante). Dans le premier cas, un rameur a un aviron par main. Dans le second, il rame avec ses deux mains avec un aviron unique. Le lecteur peut aussi remarquer une caractéristique étonnante au premier abord. Etant donné que le rameur évolue dos au sens du mouvement, l'aviron situé sur le côté tribord se situe dans sa main gauche et l'aviron bâbord dans sa main droite. La FISA reconnaît huit classes de bateaux pour les compétitions (cf. Figure 1.5 page ci-contre et Tableau 1.2 page suivante), dans lesquelles il existe des sous-catégories en fonction du sexe ou du poids normées comme suit :



D'autres catégories existent pour différencier les participants selon l'âge (pour les catégories jeunes ou seniors) ou le type de handicap (en aviron handisport). Les premières épreuves olympiques féminines n'ont eu lieu qu'en 1976. Jusqu'au dernier JO de Rio de Janeiro en 2016, il y avait plus d'épreuves masculines que féminines. Les exigences du CIO en matière d'équité entre les sexes, et la contrainte de non augmentation du nombre d'épreuves, conduiront probablement à la suppression de l'épreuve masculine de quatre sans barreur en poids légers et à l'introduction de l'épreuve féminine de quatre sans barreur pour les prochains JO de Tokyo en 2020.

1.2.1.3 Eléments du bateaux

Mise à part la présence évidente d'une coque, les bateaux d'aviron disposent d'un socle d'éléments communs à tous. Ceux-ci sont représentés sur la Figure 1.6 page 16 et détaillés dans les paragraphes suivants.

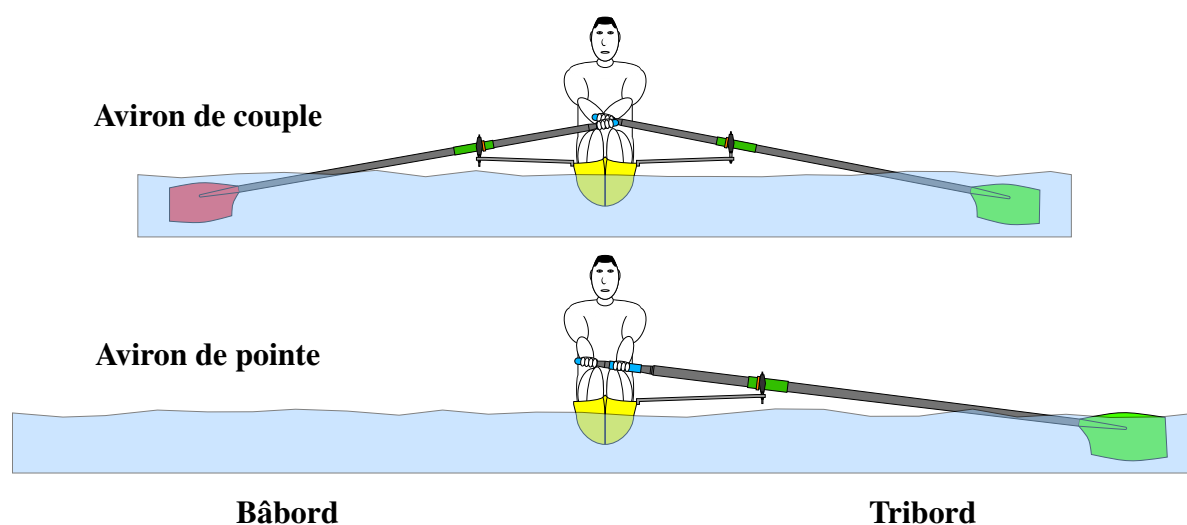


FIGURE 1.4 – Vue de la poupe vers la proue d'un rameur en aviron de couple et en aviron de pointe

Classe du bateau	Abbréviation	Armement	Barreur	Masse minimale [kg]	Longueur moyenne [m]	Epreuves Elite			
skiff	1x	couple	×	14	8,2	M1x*	LM1x	W1x*	LW1x
deux de couple	2x	couple	×	27	10,4	M2x*	LM2x*	W2x*	LW2x*
deux de pointe	2-	pointe	×	27	10,4	M2-*	LM2-	W2-*	
deux de pointe avec barreur	2+	pointe	✓	32	10,4	M2+			
quatre de couple	4x	couple	×	52	13,4	M4x*	LM4x	W4x*	LW4x
quatre de pointe	4-	pointe	×	50	13,4	M4-*	LM4- [†]	W4- [†]	
quatre de pointe avec barreur	4+	pointe	✓	51	13,7				
huit de pointe	8+	pointe	✓	96	19,9	M8+*		W8+*	

* Epreuves olympiques

[†] Probable inversion au programme des JO de Tokyo en 2020

Tableau 1.2 – Liste des classes de bateaux d'aviron reconnues par la FISA.

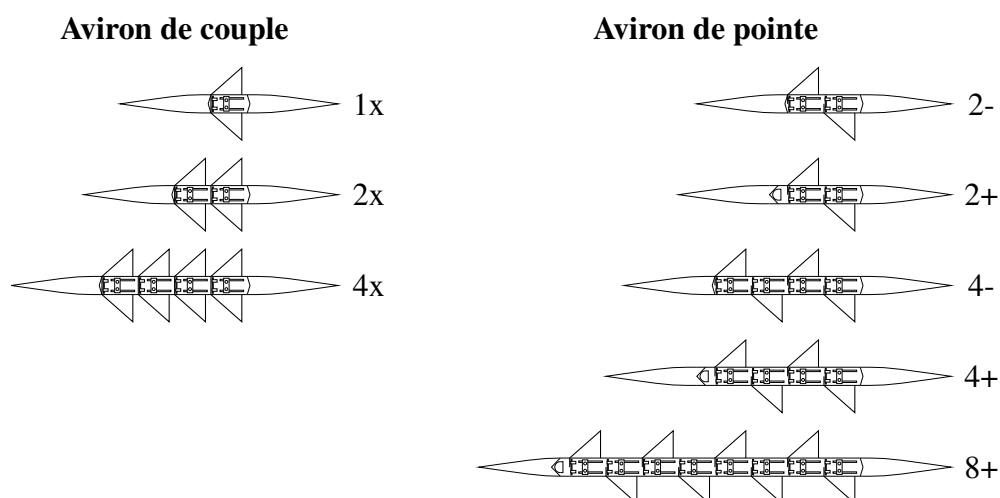


FIGURE 1.5 – Représentation des classes de bateaux d'aviron reconnues par la FISA.

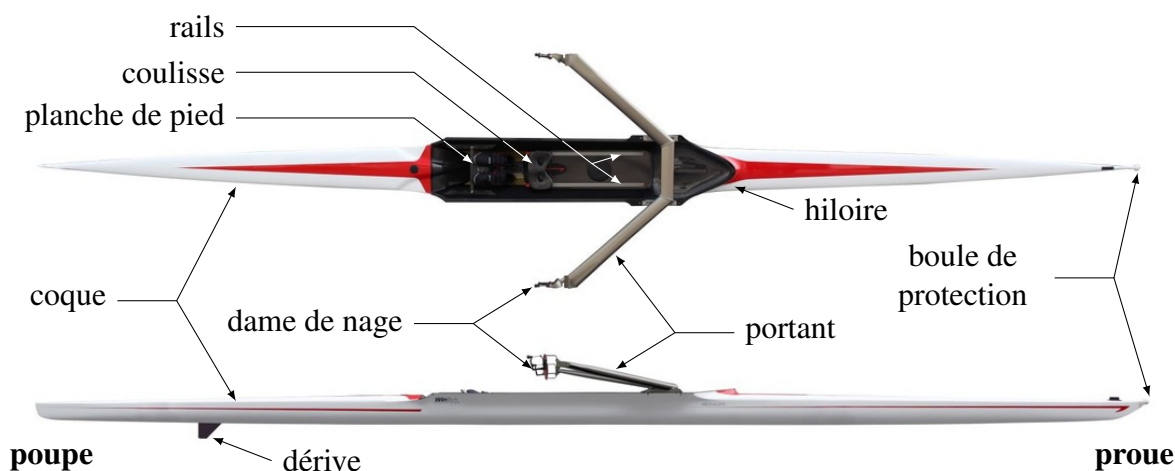


FIGURE 1.6 – Nomenclature d'un skiff en vues de dessus et de côté. Photographies originales prises sur le site Internet de WinTech Racing et légendées.

1.2.1.3.1 Portants

Les portants servent à faire la liaison entre l'axe de dame de nage (cf. section 1.2.3) et la coque. Pendant la phase de propulsion, les avirons sont en liaison pivot, au moyen d'une dame de nage, par rapport à l'ensemble cinématique lié à la coque, suivant l'axe de dame de nage. Pour que l'effort moteur soit efficace, il faut que l'axe des dames de nage soient repoussés assez loin de la coque. Autrefois, les dames de nages étaient articulées directement dans la coque et le bras de levier était donc bien plus court. Désormais, les portants ont souvent une forme d'aile et sont de plus en plus profilés. Ils sont en aluminium ou en PRFC.

1.2.1.3.2 Dérive

La dérive est une plaque, ou une forme légèrement profilée, placée verticalement sous la coque et dans l'axe longitudinal. Son but est de maintenir la direction du bateau. Elle peut être en aluminium ou en matière plastique ou en PRFC.

1.2.1.3.3 Coulisse, rails et planche de pied

En aviron, le rameur est assis sur un siège coulissant (appelé coulisse) sur des rails solidaires du bateau. Il prend alors appui, par ses pieds, sur une surface plane appelée planche de pied. Les chaussures sont liées à cette planche avec une possibilité de décoller le talon. Cette configuration permet de pousser avec les membres inférieurs pendant la propulsion.

1.2.1.3.4 Boule

Une boule de protection, ou d'étrave, est obligatoire. Elle doit avoir un diamètre minimal de 4 cm, être de couleur blanche et ne pas se dévier de manière significative en cas de force latérale.

1.2.1.3.5 Hилоire

L'hилоire est situé vers la proue du bateau, souvent de forme triangulaire, et permet d'éviter que l'eau rentre dans le bateau.

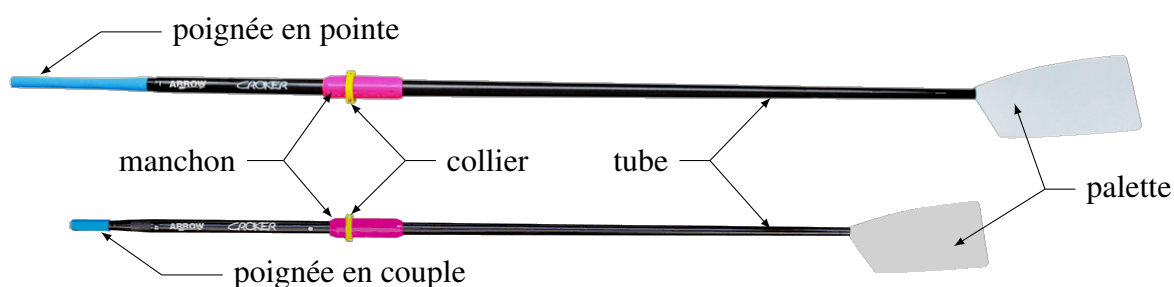


FIGURE 1.7 – Nomenclature des avirons de pointe (au-dessus) et de couple (au-dessous). Photographies originales prises sur le site Internet de Croker Oars et légendées.

1.2.1.3.6 Autres éléments possibles

Emplacement de barreur

Quand l'armement est en pointe, un barreur peut être présent. Deux positions sont possibles pour le barreur : à la proue ou à la poupe du bateau. Quand il est à la poupe, il est en position assise. Il est plutôt allongé quand il se situe à la proue, offrant une moindre traînée aérodynamique et une meilleure répartition des masses. Cette position antérieure est interdite en 8+ car la vitesse est plus importante qu'en 2+ ou 4+ et une collision serait dangereuse.

Safran

Dans certaines classes de bateau, un safran (ou gouvernail) est présent pour corriger la direction. Quand un barreur est présent, son rôle est en partie de l'actionner en tirant sur un des deux câbles appelés tire-veilles. Dans le cas contraire, un rameur peut le faire au moyen d'un câble relié à l'une de ses chaussures³.

1.2.2 Les avirons

1.2.2.1 Éléments d'un aviron

Un aviron, aussi appelé rame, ou encore pelle dans le vocabulaire des rameurs, est constitué de plusieurs éléments que nous détaillons ici. Ils sont représentés sur la Figure 1.7.

1.2.2.1.1 Manche (tube)

Le manche est la partie principale de l'aviron. Autrefois en bois, comme les coques, ils sont aujourd'hui bien souvent en matériaux composites et principalement à base de fibres de carbone (PRFC). Cette conception permet d'avoir un rapport rigidité/masse très important et les fabricants laissent plusieurs options de rigidité à l'utilisateur, ce qui lui permet de choisir en fonction de son style de coup d'aviron. La taille de l'aviron n'est pas réglementée. La pratique amène à utiliser des rames plus longues en aviron de pointe qu'en couple.

3. sauf dans les classes 1x et 2x

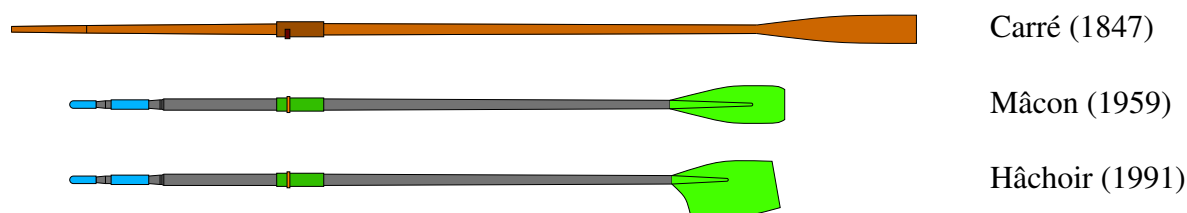


FIGURE 1.8 – Evolution des palettes d'aviron au fil du temps

1.2.2.1.2 Palette

La palette est la partie générant la propulsion quand celle-ci est immergée. Sa taille et sa forme a bien évolué, en particulier au cours des dernières décennies. Auparavant, les palettes étaient plates, de faible largeur et à bout carré (cf. Figure 1.8). Elles ont ensuite eu une forme incurvée. En 1959, aux championnats du monde à Mâcon, des palettes plus courtes mais aussi plus larges ont été introduites et ont permis d'améliorer les performances. Ces palettes, aussi dénommées « en tulipe », sont toujours utilisées aujourd'hui pour le loisir et par les novices. En revanche, les compétiteurs utilisent des palettes de type « Hâchoir ». Aux JO de Barcelone en 1992, première fois où elles furent utilisées, 10 des 14 épreuves ont été remportées par ceux qui utilisaient ces palettes.

La principale restriction réglementaire sur les palettes concerne leur épaisseur. Celle-ci ne peut pas être inférieure à 5 mm pour les avirons de pointe et 3 mm pour les avirons de couple, où la mesure est respectivement prise à 3 mm et 2 mm du bord extérieur de la palette. Par ailleurs, et ce constat est globalement valable pour tous les éléments en aviron, toute innovation technologique doit être soumise au comité exécutif de la FISA et validée avant le 1^{er} janvier de l'année en cours. Comme pour la longueur du manche, les palettes utilisées en aviron de pointe ont des dimensions plus grandes qu'en couple, mais les formes sont presque identiques.

1.2.2.1.3 Poignée

Le nombre de poignées par aviron dépend de l'armement (pointe ou couple) et du fabricant. En couple, il n'y a qu'une seule poignée alors qu'en pointe il peut y en avoir deux, une par main, ou une seule suffisamment longue pour y placer les deux mains. La position de la poignée est réglable pour certains modèles et cela permet d'allonger ou de raccourcir la longueur totale de l'aviron. Le revêtement est en caoutchouc ou en microfibres.

1.2.2.1.4 Manchon

Le manchon est une pièce en matière plastique, solidaire du tube de l'aviron, et dont les bords extérieurs d'une section sont adaptés à la forme quasi carrée de la dame de nage, dans laquelle il vient s'insérer, assurant ainsi un blocage en rotation (selon l'axe du tube) pendant la phase propulsive du coup d'aviron.

1.2.2.1.5 Collier

Le collier est lié au manchon par une bague de serrage. Il permet le réglage des leviers intérieurs et extérieurs (cf. Figure 1.9 page suivante). La référence de ces paramètres est le bord extérieur du collier, c'est-à-dire celui orienté vers la palette. Le levier intérieur L_i est la distance entre cette référence et l'extrémité de la poignée. Le levier extérieur L_e est alors déduit par différence entre

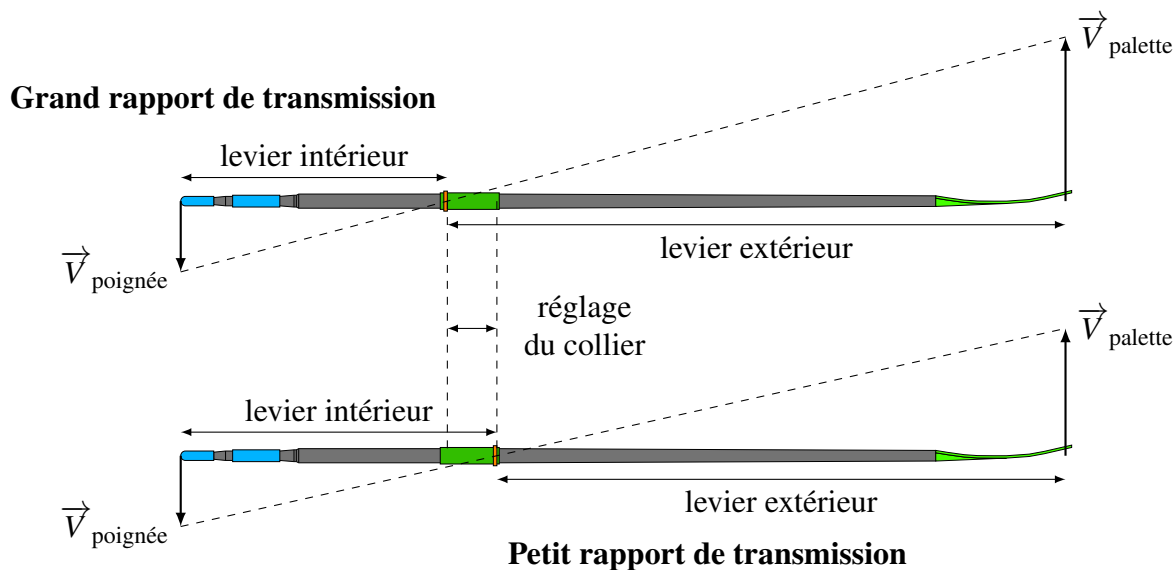


FIGURE 1.9 – Réglage du levier intérieur via la position du collier.

la longueur totale de l'aviron et le levier intérieur, la longueur totale d'un aviron se mesurant de la poignée à l'intersection entre l'axe du tube et l'arête externe de la palette. Le rapport de transmission R est défini par

$$R = \frac{V_{palette}}{V_{poignée}} = \frac{L_e}{L_i} . \quad (1.1)$$

A vitesse de poignée égale, un grand rapport de réduction donne une vitesse de palette plus élevée qu'un petit rapport de réduction.

1.2.2.1.6 Espaceurs (CLAM)

Les espaceurs, plus communément appelés CLAM pour *Clip-on Load Adjustment Mechanism* (nom commercial donné par l'entreprise Concept2) sont des cales calibrées d'épaisseur 1 cm, en forme de U, à insérer via une extrémité du manchon puis faire coulisser et plaquer contre le collier. Ils permettent d'effectuer très rapidement et sans outil supplémentaire un ajustement du levier intérieur, c'est-à-dire du rapport de transmission, de manière similaire à un changement de pignon sur un vélo, à la différence près qu'il n'est pas possible d'effectuer ce changement en ramant. Ils sont toutefois très utiles aux rameurs, en course comme à l'entraînement, et facilitent les changements de réglages notamment pour s'adapter au vent de face ou de dos. Les CLAM sont fabriqués avec un plastique dur et durable, sont très peu coûteux, et peuvent donc être utilisés en permanence pour protéger le collier.

1.2.3 Dame de nage

1.2.3.1 Rôle

La dame de nage est la pièce qui supporte l'aviron et permet sa rotation par rapport au bateau, suivant un axe vertical. Elle était autrefois en forme de Y arrondi, en fer forgé, et placée sur le plat-bord des embarcations. Elle pivotait selon son axe, le pied du Y, et l'aviron se plaçait naturellement

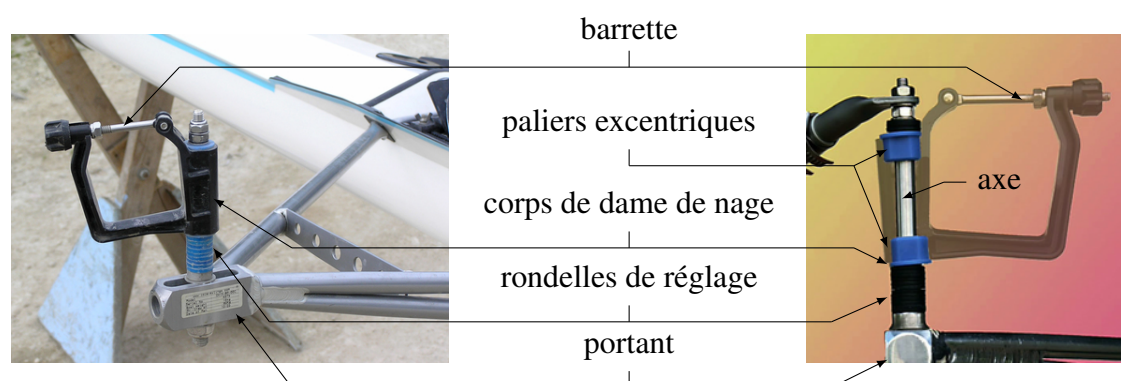


FIGURE 1.10 – Nomenclature de la dame de nage. Crédits John T. E. Slade, photo de gauche, et Michel Picard et Didier Lereboulet (FFA), photo de droite avec transparence du corps de dame de nage.

au-dessus. A présent, elle est plutôt en forme de U et pivote de façon assymétrique autour d'un axe traversant une branche du U (cf. Figure 1.10). Cet axe est déporté du bateau et situé à l'extrémité du portant.

1.2.3.2 Eléments de la dame de nage

Les dames de nage sont composées de divers éléments, décrits ci-après, et apparaissent sur la Figure 1.10.

1.2.3.2.1 Corps de dame de nage

Les corps de dame de nage sont aujourd'hui fabriqués dans des matériaux thermoplastiques comme le nylon, permettant à la fois légèreté et durabilité. L'aviron est lié au corps de dame de nage, d'une part par l'intermédiaire de son manchon avec la base de la dame de nage en liaison linéaire rectiligne ou appui plan, et d'autre part avec le même type de liaison entre le collier et la surface latérale de la dame de nage.

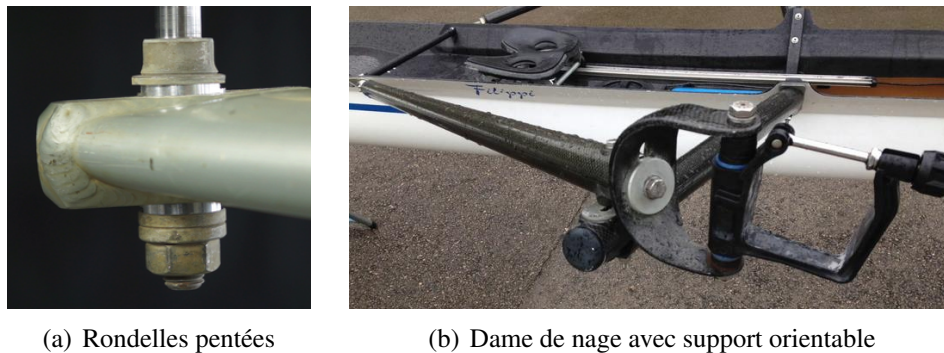
1.2.3.2.2 Axe

L'axe de dame de nage, en acier inoxydable, doit être parfaitement vertical par rapport au bateau (cf. section 1.3.4.) Pour ce faire, il est possible d'utiliser des rondelles pentées pour modifier son orientation par rapport à la surface d'appui sur les portants, ou bien d'utiliser une dame de nage de plus haute gamme ayant un support orientable (cf. Figure 1.11 page ci-contre).

1.2.3.2.3 Rondelles plastiques

Les rondelles plastiques permettent de régler la hauteur de nage (cf. section 1.3.6) en faisant varier verticalement la position du corps de dame de nage suivant son axe. Afin de garder le même encombrement, le nombre de rondelles est constant. Il faut alors disposer les rondelles soit au-dessus du corps de dame de nage pour diminuer la hauteur, soit au-dessous pour l'augmenter.

1.2.3.2.4 Paliers excentriques



(a) Rondelles pentées

(b) Dame de nage avec support orientable

FIGURE 1.11 – Possibilités pour le réglage de la verticalité de l'axe de dame de nage. Crédits Michel Picard et Didier Lereboulet (FFA).

Afin de donner un certain angle d'attaque à la palette dans l'eau (cf. section 1.3.5), il est possible d'incliner l'axe réel de rotation du corps de dame de nage par rapport l'axe. Cette manœuvre est réalisée en changeant les paliers excentriques. Les dames de nage sont généralement vendues avec un jeu de paliers permettant de faire varier l'angle d'attaque, par exemple entre 1 et 7°.

1.2.3.2.5 Barrette

La barrette est un verrou en acier inoxydable fermant la forme en U de la dame de nage et permettant d'éviter que l'aviron ne sorte de son logement. Elle s'ouvre en pivotant par une de ses extrémités et se verrouille de l'autre côté par un serrage à l'aide d'une molette.

1.2.4 Installation et appareils d'aide à l'entraînement

L'aviron est un sport demandant principalement des qualités physiques et techniques. Le perfectionnement de ces qualités s'acquiert principalement par la pratique de ce sport dans des conditions in situ, c'est-à-dire en rivière par exemple. Cependant, afin d'optimiser au mieux leurs performances, les sportifs doivent également s'entraîner hors des plans d'eau ou s'aider de moyens électroniques de plus en plus accessibles. Certains exemples sont présentés ci-dessous.

1.2.4.1 Installations

Les clubs peuvent disposer de moyens permettant aux rameurs d'effectuer des séances spécifiques d'entraînement, de s'exercer quand il fait nuit, ou bien de remplacer une séance en extérieur quand les conditions climatiques sont trop difficiles.

1.2.4.1.1 Ergomètre

Un ergomètre est une machine permettant à l'utilisateur de reproduire un mouvement qu'il ferait s'il pratiquait la même activité en condition in situ. Dans le contexte de l'aviron, le terme générique *ergomètre* désigne directement la machine permettant de reproduire le geste du coup d'aviron (appareil visible sur la Figure 1.2(c) page 12). Il s'agit du même type d'appareil qui est simplement appelé *rameur* dans le langage courant, le terme *machine à ramer* existant aussi. L'utilisateur est installé dans une position quasi identique à celle qu'il aurait dans un bateau. La rame est remplacée par une poignée reliée à un câble, dont la tension sur celui-ci actionne la rotation

d'un volant d'inertie. Un mécanisme d'amortissement (ou de résistance) s'applique sur le volant et permet de simuler les frottements fluides sur la coque. Il peut être généré par différentes façons suivant les gammes et les choix des constructeurs. Il existe par exemple des freinages par pistons hydrauliques (appareils sans volant d'inertie), magnétique, électromagnétiques, à air ou à eau (ou autre liquide). Les ergomètres peuvent être dotés d'un ordinateur. En se basant sur des constantes du système et des données mesurées, il fournit des résultats à l'utilisateur. Par exemple, la connaissance du moment d'inertie du volant et l'évaluation de l'amortissement permet de calculer l'énergie mécanique et de remonter à la distance parcourue. Il est donc possible de simuler une course sur une distance officielle de 2000 m, si bien que des compétitions et championnats existent. Les plus importants d'entre eux sont les *CRASH-B Sprints*, connus de manière non officielle comme les Championnats du Monde Indoor, et ont lieu tous les ans à Boston dans le Massachussets.

1.2.4.1.2 Tank à ramer

Un tank à ramer, comme il est appelé dans le jargon, est une installation d'intérieur dont le but est d'imiter les effets ressentis par les rameurs en eau libre. Les rameurs sont situés sur une plateforme centrale, installés dans une configuration identique à celle qu'ils auraient dans un bateau d'aviron. De part et d'autre de cette embarcation fictive se situent deux bassins d'eau, suffisamment profonds pour que les coups d'aviron puissent être effectués. Ces installations permettent donc de ressentir le vrai geste d'aviron de manière plus réaliste que sur ergomètre. Cependant, cette expérience n'est pas parfaite car la plateforme ne peut pas se déplacer par rapport au champ de vagues généré par les palettes. Pour corriger ce défaut, les tanks à ramer modernes font circuler l'eau dans le bassin.

Ces installations permettent principalement les entraînements en basse saison et des séances musculaires spécifiques. Il est également possible d'y apprendre le geste en toute sécurité pour les novices. Par ailleurs, des miroirs sont souvent placés et permettent une auto-correction en temps réel. Les tanks à ramer servent aussi à remplacer des séances en extérieur quand les conditions météorologiques ne permettent pas la pratique de l'aviron.

1.2.4.1.3 Salle de musculation

L'aviron est un sport qui requiert des qualités d'endurance et de force, que nous pouvons résumer en un seul terme : l'*endurance de force* ou la *force endurance*. La force endurance se traduit comme la capacité d'un sportif à maintenir un niveau de force à régime modéré (environ 60 % de la force maximale), de manière la plus constante possible, et pendant une durée moyenne entre 5,5 et 8 minutes⁴, ce qui est comparable à la durée typique d'une course de 3000 m en athlétisme. Bien que cela ne soit pas une condition suffisante à la performance, il est possible de travailler cette qualité par des exercices de musculation. A cet effet, les clubs, sous tutelle de la FFA et de sa Direction Technique Nationale (DTN), proposent à leurs adhérents, jeunes ou adultes, des programmes de musculation sous la forme de circuit d'exercices à réaliser avec des charges et des nombres de répétitions spécifiques.

1.2.4.2 Appareils électroniques

Des appareils électroniques de mesures peuvent être utilisés pour contrôler la performance au cours d'un entraînement ou d'une course, ou l'analyser après l'effort. Seulement quatre types de

4. durée des épreuves élites et très variable suivant les classes

données sont toutefois autorisés par la FISA pendant les compétitions, à savoir : le temps, la cadence (c'est-à-dire le nombre de coups d'aviron par minute), la vitesse/accélération du bateau, et le rythme cardiaque des rameurs. De plus, aucune communication avec l'extérieur n'est autorisée pendant une course. Le barreur peut être équipé d'un microphone, relayé par des enceintes à différents endroits du bateau, pour communiquer avec les rameurs. C'est d'autant plus utile quand il est situé à la proue et dos-à-dos avec les rameurs.

L'équipement du rameur ou du barreur en course peut donc être composé de chronomètre, cardiofréquence-mètre, compteur de coups et compteur de vitesse, possiblement tous rassemblés sur un même appareil de visualisation. A l'entraînement, d'autres données peuvent être enregistrées. Il existe par exemple des dames de nage incluant une instrumentation permettant de mesurer les puissances et les données angulaires de l'aviron. L'usage de caméscope aide à l'analyse du coup d'aviron. En condition de laboratoire, certaines études ont déjà été menées avec le système Vicon pour capturer la position de marqueurs placés sur le sportif, ramant sur ergomètre, à l'aide de caméras infrarouges et d'un logiciel de post-traitement [11, 162]. Ce même type d'étude a été fait pour le geste effectué en kayak [65].

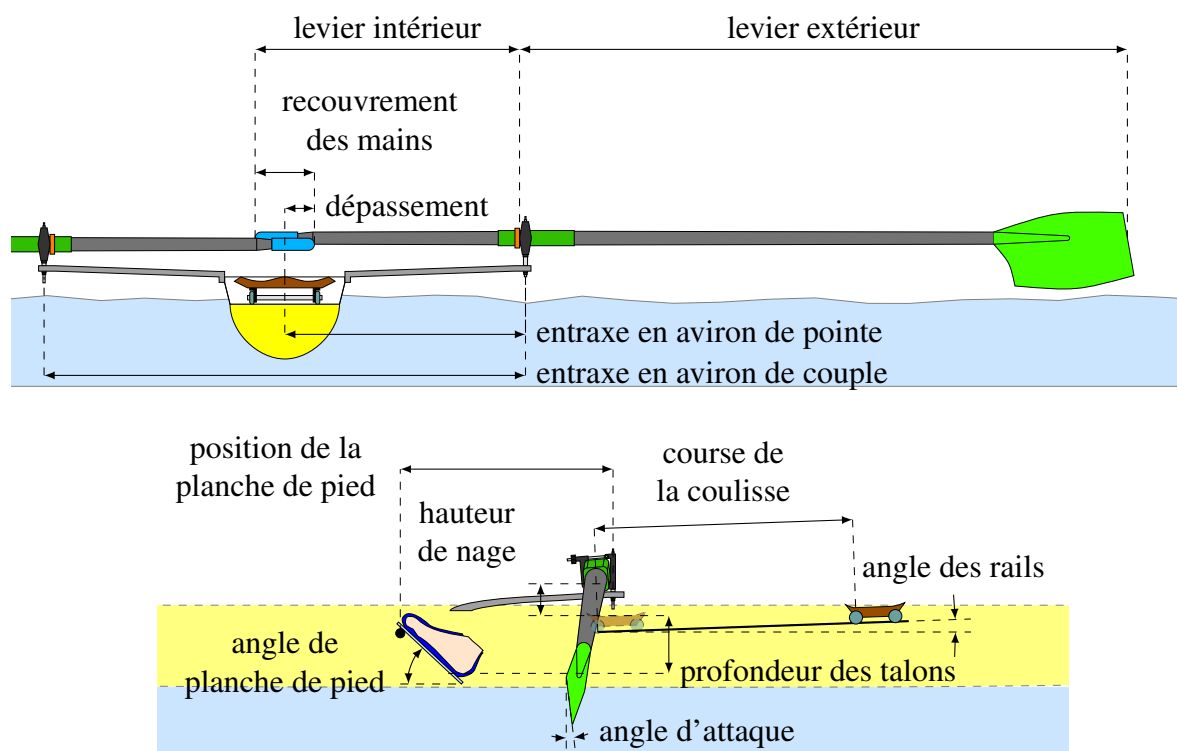


FIGURE 1.12 – Réglages en aviron

1.3 Réglages

L'aviron est un sport mécanique et cyclique et demande, au même titre qu'un sport comme le cyclisme, un geste optimal d'un point de vue biomécanique. Les réglages doivent conduire à l'exécution d'un geste à la fois efficace et adapté à l'anthropométrie du sportif.

Dans cette section, nous listons les principaux réglages à effectuer, dans un ordre logique, avec pour objectifs de donner leur influence sur le coup d'aviron et les moyens de les modifier. Ces réglages sont tous représentés sur la Figure 1.12. Les descriptions s'inspirent en partie des renseignements fournis dans les vidéos mises en ligne⁵ par la FFA et du numéro 20 de la Revue des Entraîneurs [60] publiée par sa DTN.

1.3.1 Réglage des avirons

Le réglage des avirons est le premier à faire. Il conditionne le réglage de l'entraxe (cf. section 1.3.3). Il faut tout d'abord choisir la longueur totale de l'aviron en fonction de la taille et des capacités physiques du rameur, du type d'embarcation et de la forme des palettes. Les manches peuvent être de longueurs fixes ou variables par réglage de la position de la poignée. Une fois ce choix fait, le levier intérieur est à définir. Il en résulte alors un certain rapport de transmission (cf. Figure 1.9 page 19).

5. <https://www.dailymotion.com/AvironFrance>

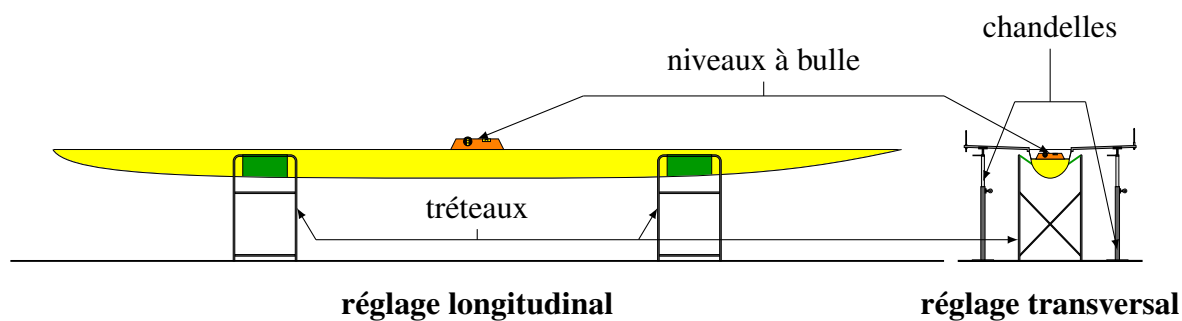


FIGURE 1.13 – Mise à plat du bateau

1.3.2 Mise à plat du bateau

L'installation des pièces d'accastillage et les réglages se font plus aisément en plaçant le bateau sur des tréteaux. Après avoir fixé les portants sur la coque, il est nécessaire de procéder à la mise à plat du bateau (cf. Figure 1.13) pour que les réglages à faire par la suite ne soient pas faussés. Cela consiste dans un premier temps à effectuer un ajustement dans le sens longitudinal. Le seul moyen de mesure nécessaire est un niveau à bulle. Il peut être placé au fond de la coque ou sur un bordage. L'écartement ou le rapprochement d'un des deux tréteaux permet d'effectuer une correction. Dans un second temps, il faut effectuer l'ajustement dans le sens transversal. Pour ce faire, le niveau à bulle est à nouveau nécessaire et à placer sur les rails. La correction se fait et est maintenue par des chandelles, réglables en hauteur, placées sous chaque portant.

1.3.3 Réglage de l'entraxe

Suivant le type d'armement, l'entraxe a une définition spécifique. En couple, l'entraxe est la distance entre les deux axes de dame de nage. En pointe, c'est la distance entre le plan milieu du bateau et l'axe de dame de nage⁶. Le réglage s'effectue en déplaçant l'axe de dame de nage dans le trou oblong du portant (cf. Figure 1.14 page suivante). Après avoir déplacé l'axe, il faut s'assurer que les demi-entraxes babord et tribord soient identiques. La valeur de l'entraxe conditionne l'amplitude angulaire du coup d'aviron. Ce réglage influence aussi, avec la longueur de l'aviron, le recouvrement des mains en couple, aussi appelé croisement, ou le dépassement en pointe. L'entraxe en couple varie en moyenne de 158 cm pour les rameurs de petite taille à 161 cm pour les plus grands. Le recouvrement se situe entre 18 et 22 cm et le dépassement est d'environ 32 cm.

1.3.4 Réglage de la verticalité de l'axe de la dame de nage

Il est nécessaire que les axes de dames de nage soient nominalement réglés dans une position verticale. Dans le cas contraire, l'angle d'attaque (défini ci-après) varie pendant le coup d'aviron, ce qui n'est pas souhaitable, tout du moins dans un premier temps. Par exemple, si l'axe est orienté vers l'extérieur, alors l'angle d'attaque diminuera entre la prise d'eau et le dégagé. Cette possibilité peut être utilisée chez certains rameurs. La verticalité se mesure à l'aide d'un niveau à bulle (cf. Figure 1.15 page suivante) et peut s'ajuster de différentes manières. Comme expliqué en 1.2.3.2.2,

6. Nous pouvons parler ici de demi-entraxe.



FIGURE 1.14 – Réglage de l'entraxe des dames de nage. Crédits Michel Picard et Didier Lereboulet (FFA).

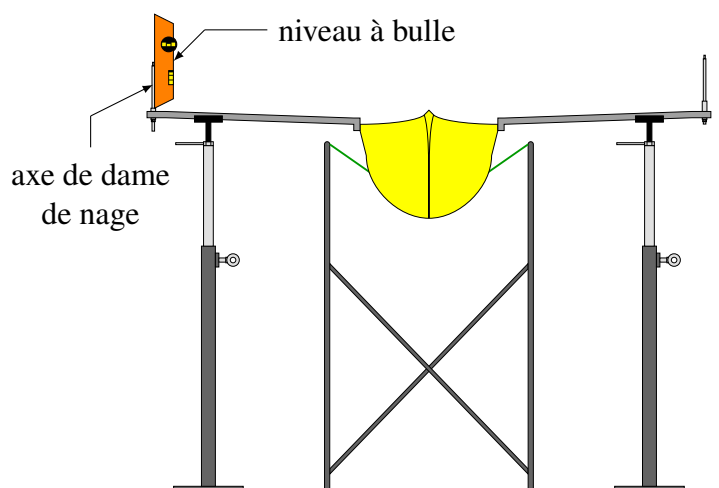


FIGURE 1.15 – Réglage de la verticalité des axes de dame de nage

elle peut être rétablie au moyen de rondelles pentées ou en orientant un support *ad hoc* (cf. Figure 1.11 page 21). Il est aussi possible de déformer les portants ou directement l'axe mais ces méthodes sont à éviter.

1.3.5 Réglage de l'angle d'attaque

L'angle d'attaque définit l'inclinaison de la palette par rapport à la verticale, quand l'aviron est positionné dans les conditions de fonctionnement normal. Il est également appelé « angle de coiffe-coule ». La palette n'étant pas plate, une procédure spécifique doit être suivie. Elle est schématisée sur la Figure 1.16 page ci-contre et nous l'expliquons ici. Deux personnes sont nécessaires pour ce protocole. La première oriente l'aviron de façon à ce que la poignée soit à une distance du fond de la coque d'environ 40 cm, appelée hauteur de travail. Il maintient ensuite fermement l'aviron au niveau de la dame de nage. La deuxième personne effectue la mesure de l'angle d'attaque. Celle-ci s'effectue en réalité par une mesure de distance. Un fil à plomb est utilisé. Il est en contact sur le bord supérieur de la palette et situé à une distance de 10 cm du bord extérieur. L'écart entre le fil à plomb et le bord inférieur est mesuré et converti en angle. L'angle souhaité est généralement

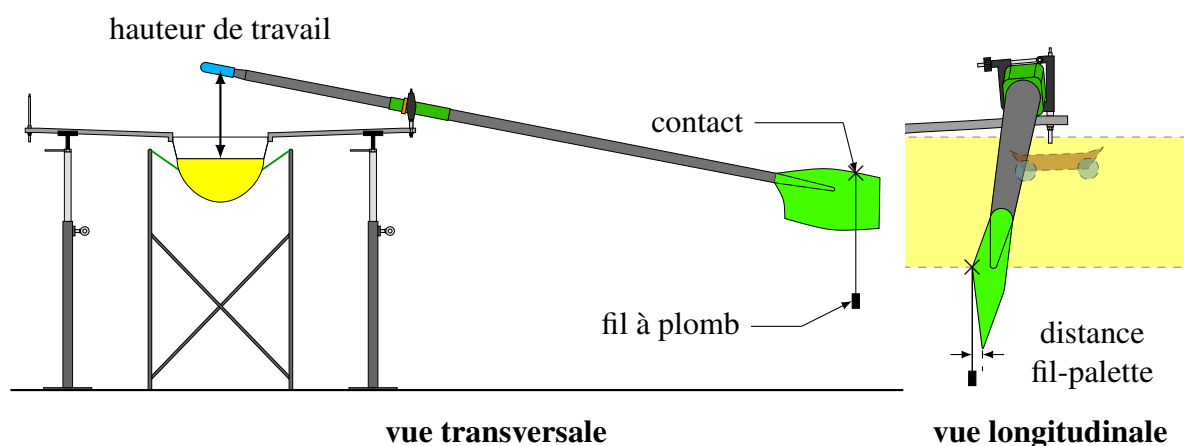


FIGURE 1.16 – Réglage de l'angle d'attaque

de 3 à 4°, ce qui correspond à une distance entre 12 et 15 mm en couple et entre 15 et 18 mm en pointe. Pour faire varier l'angle, il faut changer le jeu de papiers excentriques comme expliqué en 1.2.3.2.4.

1.3.6 Réglage de la hauteur de nage

La hauteur de nage, ou hauteur de dame de nage, est la distance entre la coulisse et la surface de portée de la dame de nage. Cette hauteur doit être telle que le rameur soit dans sa position de force pour tirer sur les poignées, tout en ayant une place suffisante pour dégager les pelles pendant la phase de retour. Cette hauteur se modifie à l'aide de rondelles plastiques placées de part et d'autre du corps de dame de nage (cf. 1.2.3.2.3). En couple, la dame de nage est légèrement plus élevée à tribord.

1.3.7 Réglage de la planche de pied

Il est possible d'ajuster la position de la planche de pied dans les sens longitudinal et transversal, et aussi de modifier son angle. La profondeur des talons est la distance verticale entre la position la plus basse des talons (prise dans la chaussure) et la coulisse. Cette distance conditionne la position du rameur quand il se trouve sur l'avant, c'est-à-dire quand son buste est au plus proche de ses pieds, comme indiqué sur la Figure 1.17 page suivante. Elle se situe généralement entre 12 et 20 cm et se modifie par un réglage en translation de la planche de pied⁷. La position longitudinale de la barre de pied se règle de façon à ce que le rameur ait des positions optimales par rapport à la ligne formée par les axes de dame de nage quand il se trouve sur l'avant et sur l'arrière. L'angle de la planche de pied se situe généralement entre 42 et 45°.

7. En réalité, le réglage de la position verticale de la planche se fait en déplaçant celle-ci dans la direction imposée par son angle. Il faut donc ensuite réajuster la position longitudinale, dont le réglage peut être fait indépendamment des autres.

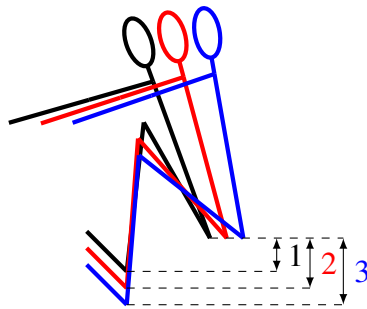


FIGURE 1.17 – Réglage de la profondeur des talons et influence sur la position sur l'avant du rameur

1.3.8 Réglages des rails

Il est possible de modifier l'angle des rails (généralement entre 1 et 2°) et leur position de départ, réglée généralement à environ 5 cm en amont de la ligne formée par les axes de dame de nage.

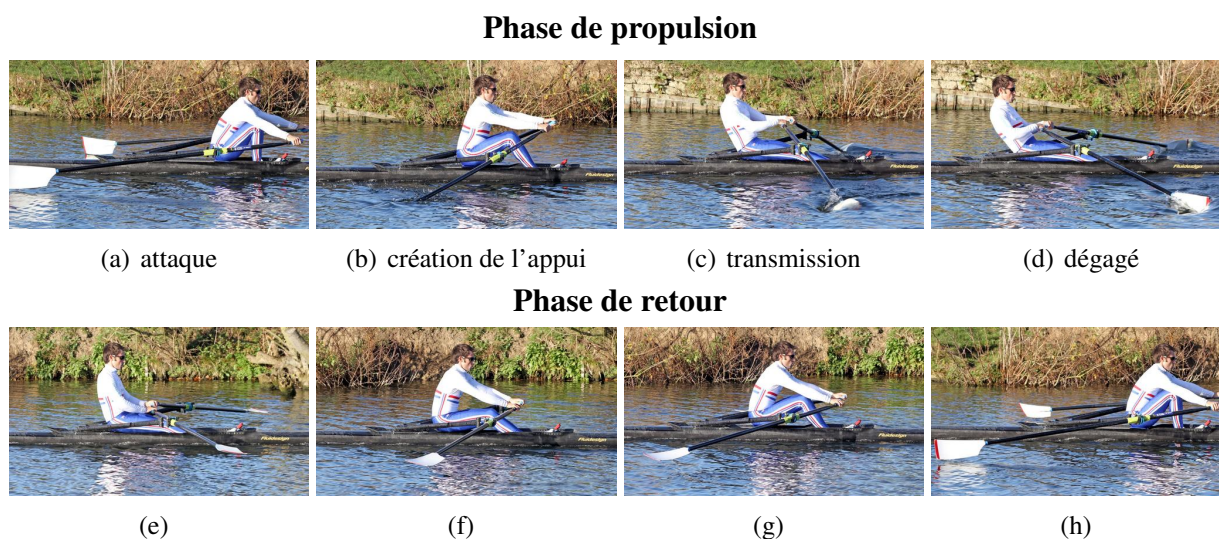


FIGURE 1.18 – Le geste du coup d'aviron. Crédits British Rowing (Fédération britannique d'aviron).

1.4 Le coup d'aviron

Le geste effectué par le rameur pour faire avancer le bateau s'appelle le coup d'aviron⁸. Comme déjà indiqué, il s'agit d'un mouvement cyclique. Il est fait d'une alternance de deux phases faites sans interruption. Il y a donc continuité permanente entre les différents cycles.

Le coup d'aviron consiste à créer un appui dans l'eau au moyen de la palette et à se servir du levier pour créer un effort de propulsion (cf. levier du second ordre dans le Tableau 1.1 page 12). Le rameur transmet l'effort moteur au bateau via deux types de support : les poignées qu'il tracte et la planche de pied sur laquelle il prend appui et pousse.

Le coup d'aviron se compose d'une phase de propulsion multi-étapes et d'une phase de retour, illustrées par les photographies de la Figure 1.18 et décrites en détail ci-après.

1.4.1 Phase de propulsion

La phase de propulsion comporte les étapes suivantes :

- l'attaque, aussi appelée la prise d'eau, désignant l'entrée de la pelle dans l'eau,
- la création de l'appui,
- la transmission, ou conservation de l'appui, ou accélération,
- et le dégagé, correspondant à la sortie de la pelle hors de l'eau.

1.4.1.1 L'attaque

Cette étape s'effectue au point maximum de la phase de retour. Elle consiste à immerger verticalement et rapidement la palette dans l'eau au moment où la composante horizontale de la vitesse de la palette par rapport à l'eau s'annule. Quand le rameur s'approche de la position sur l'avant, il tourne les avirons en position verticale, dite *au carré*, puis il lève les mains pour faire descendre

8. Cette description tient partiellement pour source le site Internet de l'Aviron Club de Lyon Caluire : <https://www.aviron-club-lyon-caluire.com/vie-du-club/f-i-l/le-geste-technique/>.

la palette (cf. Figure 1.19) et les écarte pour augmenter le débattement angulaire de l'aviron. En pratique, il s'agit d'obtenir une parfaite synchronisation entre les mouvements pour éviter de créer une gerbe d'eau provoquée par le différentiel de vitesse horizontale entre la palette et l'eau au moment où la pelle s'immerge.

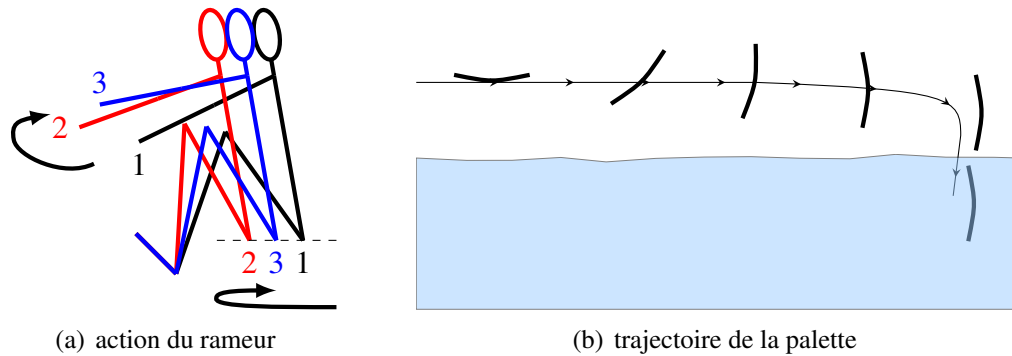


FIGURE 1.19 – Description de l'étape d'attaque dans la phase de propulsion du coup d'aviron

1.4.1.2 La création de l'appui

Le point d'appui est créé en orientant verticalement la surface quasi plane de la palette et en immergeant celle-ci, ce qui a pour effet de créer une résistance hydrodynamique (cf. Figure 1.20) dont l'intensité est fonction de la vitesse de la palette par rapport à l'eau⁹. Le bateau se déplace alors autour de ce point d'appui. La résistance hydrodynamique a trois composantes : longitudinale, transversale et verticale. Les composantes transversales des appuis de chaque côté du bateau se compensent en principe. Si ce n'est pas le cas, le bateau dérive, même si ce mouvement est généralement plutôt dû au vent ou aux vagues. L'addition des composantes longitudinales permet de faire avancer le bateau, celles-ci devant être les plus équilibrées possible pour maintenir le cap.

Dans cette étape, le rameur fait principalement intervenir ses jambes pour initier le mouvement. Les bras en extension et le gainage du dos sont utilisés pour la transmission des efforts générés par les jambes.

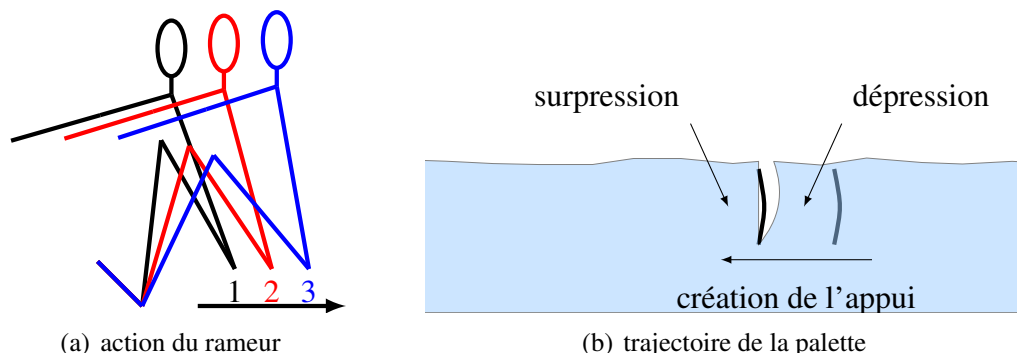


FIGURE 1.20 – Description de l'étape de création d'appui dans la phase de propulsion du coup d'aviron

9. Plus précisément, la résistance est fonction du carré de la vitesse.

1.4.1.3 La transmission

La transmission est l'étape permettant d'augmenter la vitesse du bateau et est donc la phase la plus consommatrice en énergie pour le rameur. Elle met en jeu l'addition et la coordination de trois actions débutant globalement dans l'ordre suivant (cf. Figure 1.21(a)) : extension des jambes, ouverture du tronc (c'est-à-dire basculement vers l'arrière) et traction sur les poignées par les bras. Dans cette étape, les mains doivent se déplacer dans un plan horizontal pour que la palette en fasse autant (cf. Figure 1.21(b)).

L'enchaînement des trois actions définit le style du rameur. En particulier, il est possible de le caractériser en fonction de la synchronisation (ou désynchronisation) des actions des jambes et du tronc et en fonction de l'importance de chacun de ces deux segments corporels sur le coup d'aviron. Cette caractérisation est la classification de Kleshnev (Chapitre 9 de [138]), faite d'un graphe où les axes représentent les deux facteurs cités ci-dessus. Chaque quadrant représente un style de ramerie poussé à l'extrême. Ainsi, tout rameur trouvera probablement son style quelque part entre ces quatre styles.

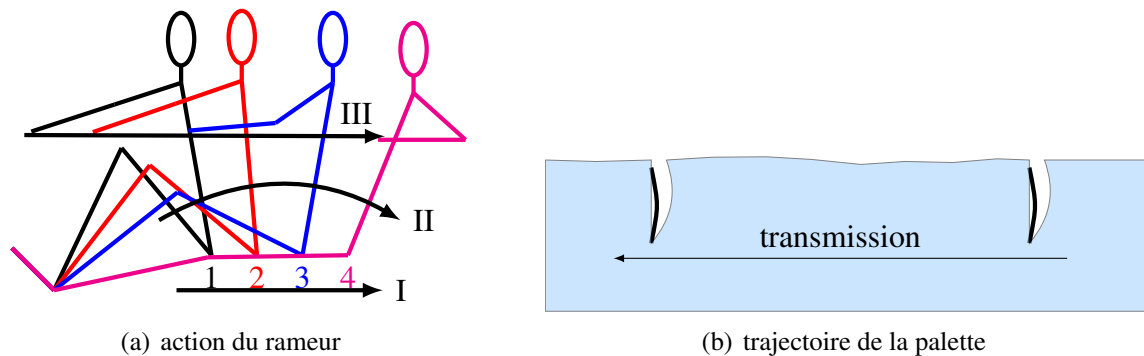


FIGURE 1.21 – Description de l'étape de transmission dans la phase de propulsion du coup d'aviron

1.4.1.4 Le dégagé

Une fois arrivé en position *sur l'arrière*, le rameur doit sortir la palette de l'eau. Le dégagé est la dernière étape de la phase de propulsion avant la phase de retour. En effet, bien que les pelles soient hors de l'eau, le bateau continue de prendre de la vitesse. Afin de ne pas freiner le bateau, il faut que cette action soit brève et équilibrée entre les bords pour ne pas perturber la phase suivante. Elle est réalisée en effectuant une pression de haut en bas avec les avant-bras et les mains sur les poignées (cf. Figure 1.23(a) page suivante). La palette sort verticalement de l'eau puis, une fois cette action complètement terminée, elle est remise à plat (cf. Figure 1.23(b) page suivante).

1.4.2 Phase de retour

La phase de retour du coup d'aviron est une phase de glisse et de préparation à la phase de propulsion. Comme dans l'étape de transmission, cette phase fait intervenir les trois segments bras, tronc et jambes, mais dans l'ordre inverse. Une fois le dégagé effectué, le rameur commence alors par replacer ses bras vers l'avant. Cette action ramène les avirons vers la proue et les palettes doivent garder une hauteur constante par rapport au plan d'eau et être mis à plat, pour réduire

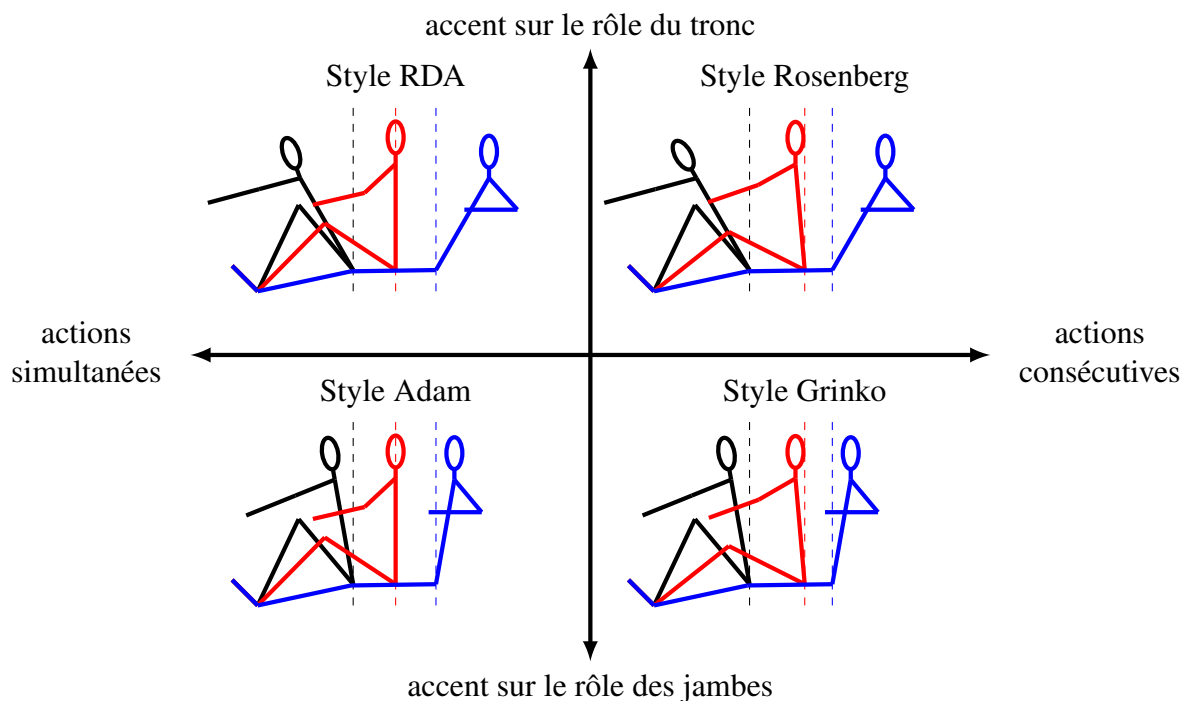


FIGURE 1.22 – Classification du style de coup d’aviron selon Kleshnev

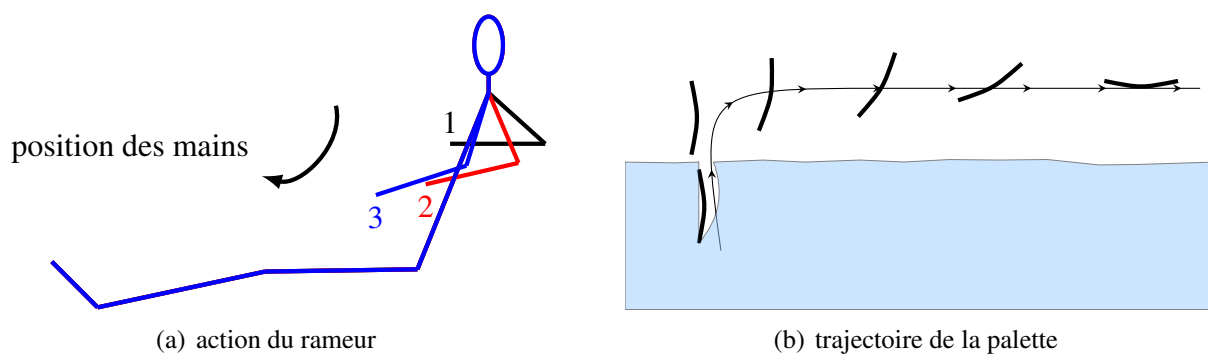


FIGURE 1.23 – Description de l’étape de dégagé dans la phase de propulsion du coup d’aviron

les frottements dans l'air. Ensuite, le rameur se penche en avant en maintenant le dos droit et en l'inclinant depuis ses hanches. Finalement, quand les épaules arrivent en avant du bassin, il fléchit les jambes et cela entraîne le retour de la coulisse sur l'avant. Le rameur est alors dans la position pour l'étape d'attaque de la phase de propulsion, marquant la fin du cycle du coup d'aviron. Toutes ces actions doivent se faire en souplesse afin de permettre au rameur de récupérer et de se préparer à la prochaine phase de propulsion, mais aussi pour ne pas créer des déséquilibres.

La phase de retour a une durée, appelée « temps glisseur », plus longue que la phase de propulsion. Ceci est illustré sur la Figure 1.24 représentant les évolutions temporelles de la vitesse du bateau et des angles de balayages des deux avirons sur un cycle de coup d'aviron complet. La vitesse du bateau diminue progressivement pendant le retour à cause des frottement fluides, tout en restant supérieure à sa valeur moyenne, puis elle chute brutalement quand le rameur transfère sa masse vers la poupe, provoquant ainsi le mouvement de cavaleme de la coque, véritable empreinte de la navigation en aviron.

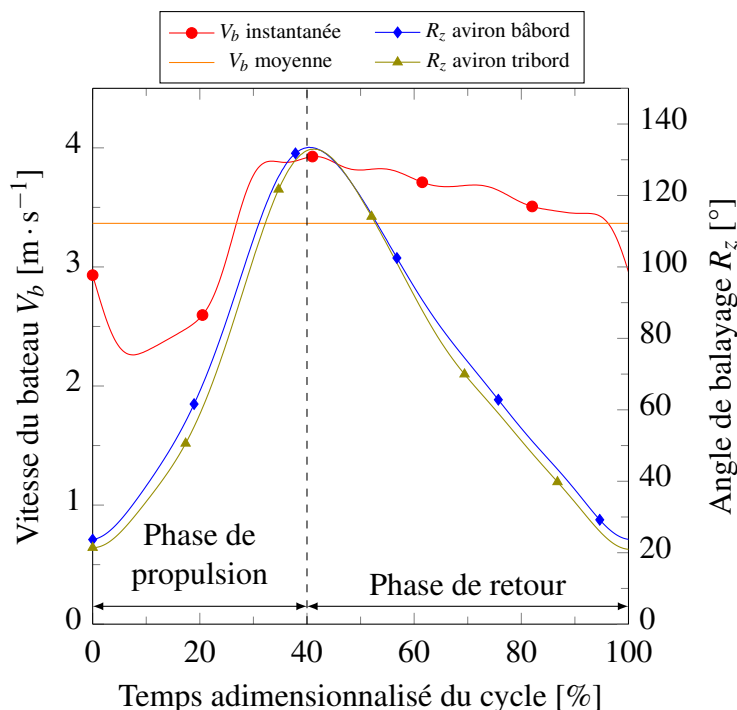


FIGURE 1.24 – Cycle de coup d'aviron : vitesse du bateau et angles de balayage des avirons (cadence 19 min^{-1})

1.4.3 Cadence

La cadence est le nombre de coups d'aviron effectués en une minute et s'exprime en min^{-1} , ou plus communément en *cpm* (coups par minute). C'est généralement le paramètre prépondérant pour qualifier l'intensité de l'effort fourni par les rameurs et donc la vitesse du bateau, bien que la vitesse d'exécution doit aussi être associée à la force dans le geste. Plus l'effort physique est important et plus la cadence sera grande. Par exemple, les cadences d'entraînement sur longues distances peuvent être de 16 à 20 min^{-1} . Pendant les compétitions élités, elles se situent en moyenne entre 35 et 40 min^{-1} et varient suivant les classes, et dépassent souvent les 45 min^{-1} dans le sprint final.

1.4.4 Coordination inter-rameurs

La coordination entre les rameurs d'un même bateau est une condition nécessaire pour l'exécution d'un geste optimal. Elle s'effectue par différents moyens. Le barreur, en plus de sa tâche de diriger le bateau, sert d'entraîneur embarqué. Dans un huit, il est assis à la poupe du bateau et fait face aux rameurs. Il peut donc facilement s'apercevoir des défauts et communiquer avec les rameurs pour les corriger.

En aviron, un rameur adapte son geste en fonction de ce qu'il perçoit devant lui et calque donc son rythme sur le rameur qui le précède. Le sens de transmission des ordres va donc de la poupe vers la proue. Le chef de nage est le rameur situé le plus proche de la poupe. En présence d'un barreur dans un huit, il peut communiquer avec celui-ci. Sa position dans le bateau lui confère un rôle stratégique important et il a notamment pour mission d'imposer la cadence aux autres rameurs.

1.5 Les compétitions

Les compétitions en aviron sont appelées régates et il existe plusieurs formats. Nous détaillons ici ces différents types et nous insistons sur celui choisi pour les compétitions officielles, comme les Championnats du Monde ou les Jeux Olympiques.

1.5.1 Les formats de course

Il existe différents formats de course en aviron de rivière¹⁰ parmi lesquelles nous trouvons les courses en ligne, les têtes de rivière et les *bump races*. Dans les courses en ligne, deux à huit lignes d'eau parallèles séparent les bateaux des concurrents. Ils s'élancent en même temps et doivent généralement parcourir une distance courte allant de 500 m à 2 km, le vainqueur étant le premier à franchir la ligne d'arrivée. Des courses marathons et ultra-marathons existent et les distances peuvent aller jusqu'à 160 km, comme pour le Tour du Lac Léman (Suisse) ou 185 km sur deux jours pour le Corvallis to Portland Row (USA)¹¹. Les têtes de rivières sont des épreuves en contre-la-montre, où comme en cyclisme, les concurrents s'élancent à intervalles de temps courts et fixes (10 s à 1 min). Les distances varient entre 2 et 12 km pour la plupart des compétitions. La Head of the River Race (Londres) et la Head of the Charles Regatta (Boston) sont les deux courses les plus connues. Dans les courses de type *bump race*, les bateaux sont initialement placés en ligne à intervalles fixes et ils démarrent en même temps. Le but est de rattraper le bateau précédant tout en évitant d'être rattrapé par le bateau suivant. Si un bateau en touche un autre, par une collision (*bump* en anglais) ou quand l'équipage s'avoue vaincu avant la collision (pour éviter les dégâts matériels), alors les deux bateaux quittent la course. Le jour suivant, ils intervertissent les positions. La grille de départ de l'année suivante est définie aussi en fonction de celle de l'année passée.

1.5.2 La course en ligne

Le format de la course en ligne sur 2 km est le seul reconnu par la FISA pour les régates internationales officielles (cf. règle 43 du code des courses [61]), en particulier pour les championnats du monde ou les JO. Les manches se disputent en principe sur six couloirs mais les parcours doivent en comporter au moins huit (cf. règle 44). Comme annoncé en section 1.2.1.2, il existe des catégories de poids en aviron : poids légers et toutes catégories (c'est-à-dire sans contrainte de poids pour les rameurs). Selon la règle 31¹², pour être autorisé à concourir dans la catégorie poids légers, il faut que la masse moyenne des individus du bateau soit inférieure à 70 kg pour les hommes et 57 kg pour les femmes, et que les masses de chaque individu ne dépasse pas 72,5 kg et 59 kg respectivement. A l'inverse, quand il y a un barreur à bord, il faut que celui-ci ne soit pas en dessous d'une certaine masse. Etant donné qu'il ne participe pas à la propulsion du bateau, il faudrait d'un point de vue physique que sa masse soit la plus petite possible, mais la FISA impose une masse minimale (règle 27), probablement pour éviter l'atteinte à l'intégrité physique des barreaux¹³. La masse du barreur doit être d'au moins de 55 kg pour les hommes et 50 kg pour les femmes. Si ce

10. Les compétitions d'aviron de mer, d'aviron handisport et d'aviron indoor ne sont pas développées ici.

11. L'absence de couloirs et les longues distances faites avec des virages font que ces courses sont plutôt des têtes de rivières

12. Certaines fédérations nationales n'appliquent pas exactement les mêmes critères.

13. Il semble toutefois que les entraîneurs privilégient les qualités de barreur, d'encadrant et la capacité à motiver l'équipage. La masse aurait donc un rôle mineur dans le choix d'un barreur.

n'est pas respecté, une surcharge de 10 kg au maximum est placée dans le bateau au plus près du barreur et aucune pièce d'équipement ne peut faire office de compensation.

1.5.2.1 Le départ

Le déroulement d'une course en ligne se fait en trois étapes : le départ, le train et l'enlèvement. Au départ, les bateaux sont placés chacun dans leur couloir et les étraves sont alignées sur la ligne de départ. Les bateaux sont maintenus au niveau de la poupe par un système mécanique ou par une personne placée sur un ponton flottant ou sur des plateformes individuelles (*stake boats*). Une fois le départ donné par le juge, les concurrents s'élancent et cherchent à atteindre leur vitesse « de croisière » le plus rapidement possible, souvent en moins de 10 s. Pour ce faire, il leur faut être vélocité et l'amplitude des coups d'aviron est diminuée et la cadence très élevée. Les rameurs enchaînent par exemple une série de 4 ou 5 coups composée d'amplitudes en 3/4 de coulisse ou 1/2 coulisse dans une séquence bien définie à l'avance. Ils gardent ensuite une cadence très élevée, 10 à 15 % supérieure à celle qu'ils maintiennent dans la plupart de la course. Cette phase de la course nécessite donc beaucoup de puissance mais aussi de précision. Elle s'étend sur environ 250 m, soit 30 coups d'aviron. Le départ est une vraie course dans la course car il est nécessaire d'être bien placé dès le départ, étant donné que cela conditionne le reste de la course, d'un point de vue tactique mais aussi mental. En effet, comme les rameurs évoluent dos au mouvement, il se peut qu'ils ne revoient pas les autres concurrents s'ils s'élancent mal dans la course. De plus, cette phase est très difficile physiquement car les athlètes produisent rapidement de l'acide lactique à cause de l'effort violent qu'elle nécessite et une sensation d'inconfort apparaît très vite dans la course.

1.5.2.2 Le train

Après le départ vient la phase de train. Il s'agit de la phase la plus longue et il est souvent dit qu'une victoire se construit dans les 1000 m au milieu de la course. Pour illustrer ce propos, nous pouvons prendre l'exemple du déroulement de la manche finale de M8+ aux JO de Rio en 2016. Le Tableau 1.3 contient les temps à chaque intervalle de 500 m pour les différents bateaux, les meilleurs temps étant indiqués en gras.

Classement final	Nation	500 m	1000 m	1500 m	2000 m
1	Grande-Bretagne	1'20,39"	1'21,15"	1'24,83"	1'23,96"
2	Allemagne	1'21,03"	1'22,96"	1'24,92"	1'22,05"
3	Pays-Bas	1'21,75"	1'22,56"	1'24,68"	1'22,60"
4	USA	1'21,38"	1'24,64"	1'25,11"	1'23,10"
5	Pologne	1'22,69"	1'24,49"	1'24,33"	1'23,11"
6	Nouvelle-Zélande	1'21,28"	1'22,74"	1'27,43"	1'25,19"

Tableau 1.3 – Temps par intervalle pour la manche finale de M8+ aux JO de Rio en 2016

Dans cette course, les Britanniques ont pris un léger avantage au départ, leur donnant un peu plus d'une demi-seconde d'avance sur les Allemands. Ils ont ensuite augmenté l'écart sur les poursuivants pour avoir presque une longueur d'avance aux 1000 m. Cette avantage décisif leur a permis de pouvoir gérer leur effort sur la deuxième partie de la course.

Un moyen de combler un écart ou d'en prendre sur un adversaire est de réaliser des « séries ». Cela désigne une suite de coups d'aviron plus intenses, par exemple au nombre de 10. En anglais, les termes de *power 10's* ou *big 10's* ou simplement *10's* sont employés. Les séries sont ordonnées par les barreurs et doivent être placées intelligemment pendant la course, en tenant compte du déroulement de la course et de l'état de fatigue des rameurs. Cette stratégie n'est pas toujours mise en œuvre car elle peut être trop violente et avoir un effet néfaste sur les performances pour la suite de la course.

1.5.2.3 L'enlevage

L'enlevage est le sprint final et c'est en toute fin de course que les cadences sont les plus élevées, les rameurs utilisant leurs dernières ressources pour terminer avec le meilleur classement possible. Celui-ci est pris à partir de l'étrave des bateaux. Contrairement aux sprinteurs en athlétisme ou en cyclisme, les athlètes ne peuvent pas « casser » la ligne car ils ne la voient pas arriver¹⁴ et ils ne peuvent pas moduler le cavalement du bateau. Il y a donc une part de chance au moment de couper la ligne d'arrivée.

Le juge d'arrivée définit le classement final et il peut s'aider en cas d'arrivée serrée d'un système de type *photo-finish* devant être capable d'enregistrer au moins 100 images par seconde. Les concurrents peuvent être déclarés *ex æquo* si l'écart entre deux bateaux est inférieur à 5 millièmes de seconde et cela entraîne des procédures différentes si la manche est préliminaire, intermédiaire ou finale. Il est par exemple possible d'avoir plus de trois bateaux médaillés à la fin d'une régata.

14. Ils avancent dos au mouvement.

Etude bibliographique

2.1 Contexte de l'étude

L'aviron est un sport mécanique, nautique et cyclique. La compréhension de ce sport, en vue d'optimiser les performances, nécessite de se pencher sur les domaines d'études sous-jacents à ces trois caractéristiques et de prendre en compte les interactions entre ces derniers. Le lecteur peut se référer à la Figure 2.1 page suivante, ayant pour but d'imager la contextualisation de l'étude bibliographique.

Le trio bateau-avirons-rameur constitue un système mécanique¹ avec une ou plusieurs liaisons entre chaque paire d'ensembles cinématiques. Le mouvement d'un de ces trois ensembles entraîne cinématiquement le mouvement d'un autre. Par ailleurs, la dynamique joue un rôle prépondérant sur le comportement du système. Les rameurs ont globalement une masse 5 à 7 fois supérieure à celle du bateau et ce rapport varie entre 4 et 6 pour les femmes². Ce rapport de masses est responsable du mouvement de cavalemt, puisque le rameur se déplace par rapport à son bateau durant un coup d'aviron (cf. section 1.4.2). Des mouvements secondaires de tangage et de pilonnement sont aussi engendrés pendant le cycle du coup d'aviron et augmentent la traînée hydrodynamique. Les asymétries dans l'exécution du geste des rameurs ou dues à la configuration d'un bateau en pointe génèrent aussi les mouvements de roulis, de lacet et de dérive, qu'il faut éviter.

Il est clair que le rameur est aussi lui-même décomposé en sous-ensembles cinématiques. En effet, comme pour un réglage de levier intérieur d'aviron, la longueur d'un segment de corps de rameur a une influence sur le mouvement de celui-ci et sur la trajectoire de la palette. Il est alors nécessaire de trouver les éléments ayant un rôle cinématique et d'écarter les autres pour diminuer la complexité de la modélisation. En outre, chaque segment a sa propre masse et une matrice d'inertie. Il est lié à un ou plusieurs autres segments par différents types de liaisons, permettant des mouvements relatifs les uns par rapport aux autres mais sur des intervalles angulaires limités. Finalement, un segment est susceptible d'avoir sa propre influence sur la dynamique du système tout entier, en particulier si sa masse est conséquente relativement à la masse du système et si son

1. Pour être précis, il faudrait même dissocier la dame de nage, la coulisse et ses roues pour en former des ensembles cinématiques indépendants.

2. Ces rapports de masses sont estimés dans le cas où seul un rameur est présent et en prenant comme masse du bateau la limite inférieure autorisée, c'est-à-dire 14 kg. Les valeurs basses des rapports correspondent à la masse maximale autorisée pour les catégories « poids légers » (PL) et les valeurs hautes à la masse moyenne des athlètes « toutes catégories » (TC).

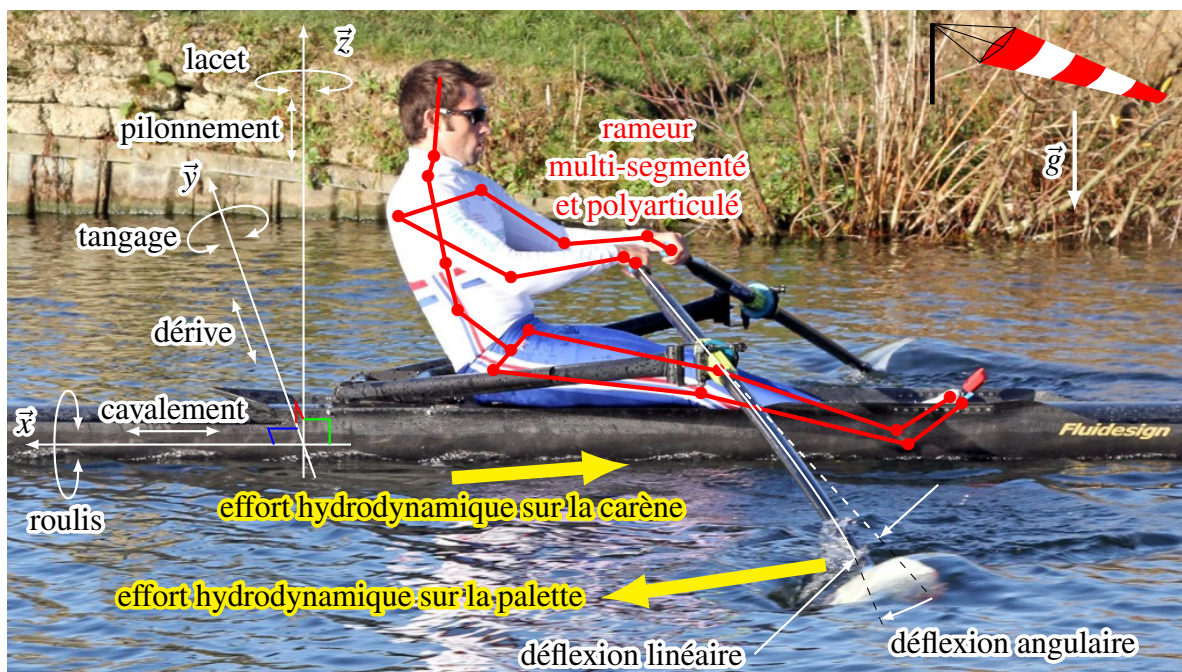


FIGURE 2.1 – Composantes de la modélisation du système bateau-avirons-rameur. Image originale provenant du site Internet de British Rowing (Fédération britannique d'aviron) puis légendée.

mouvement comporte de fortes accélérations.

Le bateau et les avirons se situent à proximité de la surface libre, interface entre l'air et l'eau, et les écoulements autour de ces deux types de corps sont complexes et peu communs en hydrodynamique navale. En raison de la nature cyclique et discontinue de la propulsion, la carène avance avec une vitesse non uniforme (cf. Figure 1.24 page 33). Nous ne trouvons que très peu de références dans la littérature sur la physique d'un tel écoulement, caractérisé par une couche limite instationnaire. L'écoulement autour de la palette est encore plus délicat à modéliser. En effet, la palette se déplace dans l'eau selon les six degrés de liberté (DDL). Juste avant le début de la phase de propulsion, elle se situe dans l'air. Au cours de la phase de prise d'eau, elle traverse rapidement la surface libre, ceci pouvant provoquer la projection d'une gerbe d'eau tel un prisme impactant une surface libre [82, 111]. Cette rupture de surface libre, associée à la prise d'appui, génère un emprisonnement d'air et une ventilation derrière et en extrémité de la palette. La flexibilité du manche de l'aviron est également un élément important de l'écoulement. En effet, la déflexion entraîne une modification de l'angle d'incidence de la palette dans l'eau, c'est-à-dire l'angle entre l'axe de l'extrémité du manche de l'aviron et la direction de la vitesse de l'eau par rapport à la palette. L'interaction fluide-structure est donc un élément majeur dans cet écoulement et une attention particulière doit être portée sur la modélisation de la poutre formée par le manche d'aviron. Le système bateau-avirons-rameur évolue aussi dans le milieu aérien. Même s'ils sont de moindre importance que les efforts hydrodynamiques sur la carène ou sur la palette, la traînée aérodynamique et le vent sont aussi des éléments à prendre en considération.

Dans l'étude bibliographique de ce chapitre, nous nous concentrons sur la modélisation du système mécanique bateau-avirons-rameur ainsi que sur les aspects hydrodynamiques intervenant en aviron. Nous cherchons à donner une vision globale de l'état de l'art dans ces domaines d'étude, sans volonté d'être exhaustif sur les résultats, et avec l'objectif de quantifier les performances

du rameur par la modélisation et la simulation du coup d'aviron. Bien que ces domaines aient un fort impact sur les résultats sportifs, le cadre de l'étude exclut les notions de physiologie, de psychologie, de coaching, de stratégie sportive ou de méthodes d'entraînement.

Dans cette étude, nous recensons tout d'abord, en section 2.2, les différents types de modélisation du système bateau-avirons-rameur, en commençant par les modèles les plus simples assimilant le couple bateau-rameur à une masse ponctuelle possédant un seul DDL, puis nous expliquons les formulations avec plusieurs segments de corps pour le rameur, la prise en compte des inerties, la libération de certains DDL, etc. Dans un second temps, en section 2.3, nous détaillons les recherches concernant les interactions fluide-structure. Cette partie porte principalement sur la modélisation des efforts hydrodynamiques sur la carène et sur la palette. Les modèles de flexibilité de l'aviron sont aussi décrits. Finalement, nous résumons en 2.4 les enjeux et les difficultés répertoriés dans cette étude et nous faisons les liens avec le sujet de thèse.

2.2 Modélisation du système bateau-avirons-rameur(s)

Chaque élément du système bateau-avirons-rameur a son influence sur le comportement général. L'élément moteur, c'est-à-dire le rameur, agit de façon cyclique pour propulser l'embarcation et cette périodicité se retrouve dans le mouvement d'avance du bateau, mais également dans les mouvements secondaires (tangage, pilonnement, etc.). Son influence sur le comportement du bateau et des avirons provient de l'effort propulsif qu'il génère en tirant sur les poignées et en poussant sur la planche de pied, mais aussi par la dynamique de son corps dont certains segments ont une prépondérance par leur masse et leur mouvement. Suivant la précision souhaitée, il est ainsi possible de choisir des modélisations plus simples en employant des hypothèses fortes sur le comportement du système et en particulier quant à l'influence du rameur sur ce dernier, ou bien de se tourner vers des configurations plus complexes tenant compte d'un maximum de détails et demandant un effort de mise en œuvre important.

2.2.1 Assimilation du rameur à une masse ponctuelle

Les modélisations les plus simples, comme celles de Baudouin et Hawkins [9], de Millward [130] ou de Zatsiorsky et Yakunin [190], font l'hypothèse forte que le rameur n'influence pas la dynamique du système. Le bateau et le rameur ne font alors qu'un seul ensemble. Millward supprime même l'aviron du système. Il fait alors le bilan des forces sur son système monocorps et celui-ci est soumis à la poussée d'Archimède, la pesanteur, la résistance hydrodynamique sur la carène, la traînée aérodynamique sur la partie émergée de la coque et sur le rameur, et à un effort moteur horizontal représentant l'action du rameur sur la poignée de l'aviron. La résolution de la seconde loi de Newton lui permet alors de déduire la vitesse du bateau, qui ne se déplace que suivant un DDL. Il s'intéresse alors à la vitesse moyenne obtenue en imposant des profils d'effort sur la poignée suivant la loi

$$\vec{F}_{\text{poignée}} = \begin{cases} \hat{F} \sin^m\left(\frac{2\pi t}{T}\right) & \text{si } 0 \leq t \leq \frac{T}{2} \\ 0 & \text{si } \frac{T}{2} < t < T \end{cases}, \quad (2.1)$$

où T est la période du cycle, \hat{F} la valeur maximale de l'effort fourni par le rameur, m un coefficient de 0,5, 1 ou 2. Il étudie également l'influence du rapport cyclique³ sur la vitesse moyenne.

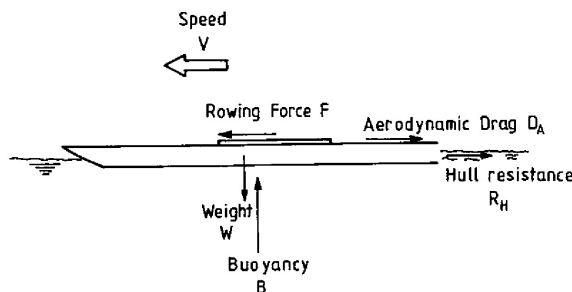


FIGURE 2.2 – Modélisation par une masse ponctuelle unique du système bateau-avirons-rameur selon Millward [130]. Bilan des forces sur le système.

3. rapport du temps de propulsion sur le temps total du coup d'aviron

Certains auteurs estiment qu'il est essentiel de prendre en compte l'interaction entre le rameur et le bateau. Cette étape nécessite l'introduction de l'effort de poussée sur la planche de pied et une loi de déplacement du rameur dans le bateau. Il est alors possible d'établir deux équations de mouvement : une première pour le bateau et une seconde pour le rameur. Une combinaison des deux permet d'obtenir une équation de mouvement du système global pour chaque phase du coup d'aviron. Ainsi, Brearley [19] obtient, pour la phase de propulsion, l'équation

$$(m + M) \frac{dv}{dt} = \frac{L_i}{L_t} P(t) - M \ddot{x}_1(t) - D(v) \quad , \quad \text{si } 0 \leq t \leq \tau_1 \quad , \quad (2.2)$$

où v est la vitesse instantanée du bateau et la seule inconnue de (2.2), m la masse du bateau avec le barreur, M la masse de tous les rameurs, L_i le levier intérieur de l'aviron, L_t la longueur totale de l'aviron, x_1 la position du rameur par rapport au bateau définie par une loi sinusoïdale, \ddot{x}_1 l'accélération correspondante, P l'effort moteur au niveau de la dame de nage imposé par le même type de loi que pour x_1 , D la résistance hydrodynamique formulée par $D = a + b v + c v^2$, où a , b et c sont des coefficients définis par Wellicome [182], et τ_1 la durée de la phase de propulsion. Pour la phase de retour, l'effort moteur est nul et Brearley obtient une équation similaire

$$(m + M) \frac{dv}{dt} = -M \ddot{x}_2(t) - D(v) \quad , \quad \text{si } \tau_1 \leq t \leq \tau_2 \quad , \quad (2.3)$$

où τ_2 la durée de la phase de retour et x_2 est la position du rameur dans cette phase. Les modélisations proposées par Pope [144], Sanderson et Martindale [156], Cabrera, Ruina et Kleshnev [22] ou encore Caplan et Gardner [24], sont équivalentes et les différences sont liées aux types de lois choisies pour les efforts moteurs et pour le déplacement du rameur par rapport au bateau.

2.2.2 Décomposition du rameur en plusieurs corps

Afin d'augmenter la précision de la modélisation, il est nécessaire de décomposer le rameur en plusieurs segments ayant chacun leur propre masse et matrice d'inertie. Le but de cette démarche est de reproduire une dynamique plus fine pour le système. L'augmentation du nombre de segments de corps pour le rameur rend la modélisation plus précise mais a aussi l'inconvénient d'introduire des inconnues supplémentaires dans le système à résoudre. En effet, pour un rameur constitué d'un nombre de segments donné, de longueurs définies, il est possible que les conditions initiales et les contraintes cinématiques ne soient pas suffisantes pour obtenir analytiquement ou numériquement une solution unique pour une position. Cela nécessite alors soit de faire des hypothèses en définissant des lois d'évolution pour les variables articulaires, comme Rongère le fait pour la courbure du dos [153], soit de faire des mesures sur le rameur pour connaître la dépendance temporelle de l'orientation angulaire d'un segment par rapport à un autre. Cette dernière alternative est d'autant plus délicate qu'il est difficile d'effectuer ce type de mesure en condition écologique. C'est pourquoi elles sont souvent réalisées en laboratoire avec un athlète ramant sur ergomètre, donc avec un geste simplifié et sans interaction avec le bateau et les rames. Par exemple, Kaya et coll. [98] font des relevés de l'activité musculaire par électromyogramme et Fohanno et coll. [65] enregistrent le mouvement d'un kayakiste⁴ à l'aide de marqueurs placés sur celui-ci et d'un ensemble de caméras infrarouges. Les images sont ensuite post-traitées à l'aide d'un programme adapté et la cinématique de chaque segment du rameur est reconstruite.

4. Le kayak est un sport différent de l'aviron mais les enjeux de mesures de la cinématique sont très voisins.

Dal-Monte, Komor et Leonardi [39] furent les premiers à effectuer une simulation numérique avec une modélisation de rameur multicorps. En réalité, il s'agit d'un rameur décomposé en trois segments (bras, jambes et tronc) pour décrire son évolution d'un point de vue cinématique, mais sa dynamique est monocorps. En outre, il n'évolue pas sur un bateau mais sur un ergomètre. Kinoshita et Kobayashi [99] ajoutent dans leur modèle un bateau, dont le seul DDL est la translation longitudinale, deux avirons, gérés de façon symétrique, et leur rameur possédant trois paramètres de mouvement : la position de la coulisse, l'inclinaison du tronc et la position des mains, pouvant se déplacer sur une ligne horizontale. Ces trois lois de mouvements sont connues par l'analyse d'un enregistrement vidéo d'un rameur. Les déformations de l'aviron sont par ailleurs mesurées et les efforts au niveau des poignées en sont déduits. Les auteurs se servent alors d'une équation de fermeture leur permettant d'obtenir la vitesse du bateau et l'orientation des avirons. La résolution se fait en tenant compte de la périodicité du coup d'aviron et des mouvements qui le composent. La vitesse du bateau est obtenue par convergence et optimisation des conditions initiales sur celle-ci. Ainsi, la simulation est terminée quand le cycle atteint un état stationnaire, c'est-à-dire quand la vitesse en début de cycle est égale à celle à la fin du cycle.

Les premiers modèles où le rameur est lui-même un système multicorps du point de vue dynamique sont apparus en 2007. Caplan et Gardner [25] utilisent un modèle de rameur à cinq segments pour obtenir une meilleure vitesse instantanée que dans leur modèle de rameur mono-masse ponctuelle [24]. Les cinq segments sont issus du modèle anthropométrique⁵ de Winter [184] et sont gérées comme des masses ponctuelles, donc sans inertie en rotation. Par ailleurs, cette décomposition en plusieurs segments n'est qu'une étape de pré-traitement. En effet, les auteurs se servent des longueurs de segment, de leur masse, des positions des centres de gravité de chaque segment, et d'enregistrements des trajectoires des articulations pour recalculer le centre de gravité de l'ensemble des rameurs. Il s'agit donc à nouveau d'un modèle de rameur mono-masse ponctuelle mais avec une loi de mouvement des rameurs plus réaliste que dans [24]. Formaggia et coll. [66, 67] utilisent un modèle similaire avec douze segments basé sur des tables anthropométriques de la NASA [134].

Les modèles de Serveto et coll. [159], de Rongère [153, 154] et de Pettersson, Normark et Eriksson [143] sont les plus aboutis en matière de modélisation de la dynamique du système bateau-avirons-rameurs. En effet, ils sont les seuls à prendre en compte les inerties de rotation des segments du rameur. Serveto utilise le logiciel Adams [132] de la société MSC Software et le module d'extension LifeMOD de LifeModeler, Inc. [119] pour construire un modèle musculosquelettique de rameur à 19 segments et 18 liaisons (cf. Figure 2.3 page suivante), dont le modèle anthropométrique provient du programme GEBOD [29, 30] et nécessite 32 mesures sur le sujet considéré. Rongère utilise le même modèle anthropométrique dans le programme qu'il a développé et nommé GMRS. Il utilise des techniques de robotique pour décrire la mécanique du système poly-articulé et pilote le système en dynamique inverse, c'est-à-dire que les mouvements ont pour sources des lois cinématiques appliquées sur les articulations motrices. Ces dernières sont générées par des B-splines paramétrables et ayant pour but de définir un style particulier au rameur. Le modèle le plus récent est celui de Petterson, Normark et Eriksson [143]. Ils ne cherchent pas à décrire aussi finement le rameur que Serveto et Rongère, c'est pourquoi ils ne prennent en compte que six segments pour celui-ci et approximent les moments d'inertie des segments à celui d'une barre. Leur objectif est de développer un modèle d'optimisation du geste pour analyser la

5. L'anthropométrie est une science utilisée par exemple en anthropologie, en criminologie et en ergonomie. Elle vise à mettre en œuvre des techniques de mesure des proportions morphologiques du corps humain.

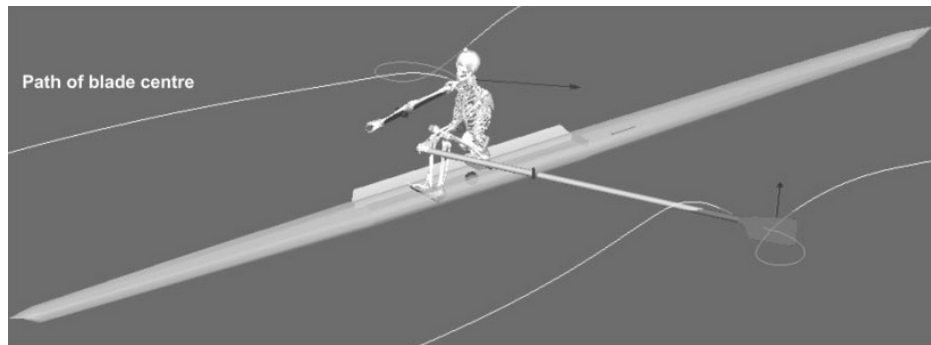


FIGURE 2.3 – Modèle musculosquelettique de Serveto et coll. [159] à 19 segments et 18 articulations pour le rameur

technique et les réglages. Ils utilisent un pilotage en dynamique directe, c'est-à-dire où des forces et des couples génèrent les mouvements. Les capacités physiques et les limites du rameur sont considérées et les auteurs cherchent à minimiser une fonction de coût pour obtenir les variables articulaires. Ils comparent alors différentes fonctions de coût et observent les différences obtenues pour, par exemple, les angles d'attaque et de dégagé, le rapport cyclique ou l'énergie dissipée.

2.2.3 Degrés de liberté du bateau

La plupart des modèles décrits en section 2.2.1 et 2.2.2 ne prennent en compte qu'un seul DDL pour le bateau : sa translation longitudinale. Cela permet notamment de prendre en compte le cavement du bateau, mouvement caractéristique du bateau d'aviron provoqué par le déplacement du rameur dans celui-ci. Les auteurs se restreignent à cet unique DDL car ils estiment que les autres mouvements sont négligeables ou trop faibles pour être modélisés. A contrario, Formaggia et coll. [66, 67] considèrent les mouvements secondaires de tangage et de pilonnement, alors résolus avec un code potentiel. Dans [68], ils décident en plus de libérer le bateau en roulis et en lacet. Etant donné qu'une carène de bateau d'aviron possède une forme très élancée et que le centre de gravité du système est bien au dessus du centre de poussée hydrodynamique, il y a donc une instabilité en roulis. Celle-ci est corrigée par les rameurs pendant le coup d'aviron. Dans leur simulation numérique, les auteurs reproduisent ce contrôle de roulis (cf. Figure 2.4(a) page suivante) en ajoutant une force supplémentaire sur les dames de nage, de direction verticale et d'intensité proportionnelle à la valeur d'angle de roulis. Elle simule l'action des rameurs choisissant de lever ou d'abaisser les poignées d'aviron pendant la phase de retour pour rééquilibrer l'embarcation. Le mouvement de lacet présent sur un bateau d'aviron provient du différentiel entre les efforts propulsifs des deux bords du bateau générés par les rameurs. Celui-ci s'atténue par l'ajout d'une dérive sur l'arrière de la carène, agissant comme un amortisseur non linéaire, et par une régulation effectuée par les rameurs. Ainsi, Formaggia et coll. appliquent un effort sur la dérive et mettent en place une procédure visant à majorer ou minorer l'effort de propulsion de chaque bord (cf. Figure 2.4(b) page suivante) pour tenter d'annuler l'angle de lacet au début du prochain coup d'aviron. Rongère [153] met au point un formalisme permettant au bateau d'avoir les six DDL mais il se restreint aux mouvements de cavement, de pilonnement et de tangage. L'ajout de contrôles de roulis et lacet, comme ceux de Formaggia et coll., sont considérés mais écartés pour cause de difficulté de mise en œuvre au sein du GMRS, notamment car le fait de forcer certains DDL entraînerait un comportement anormal. En effet, il existe une forte dépendance entre ces DDL.

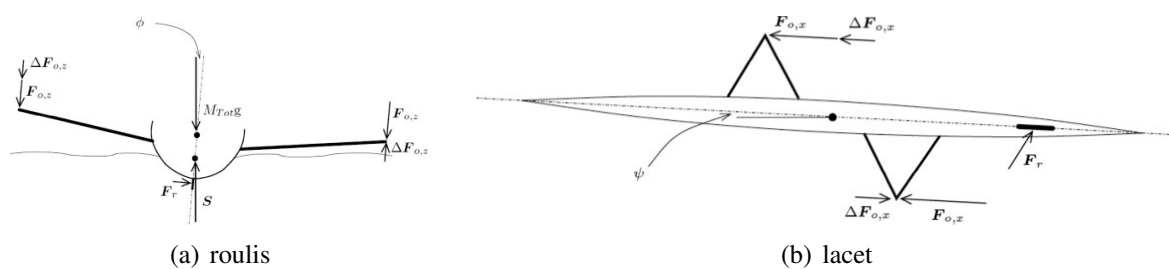


FIGURE 2.4 – Contrôles du roulis et du lacet effectués par Formaggia et coll. [68], par ajout de forces de raideur fonction de l'angle à corriger.

2.3 Modélisation des interactions fluide-structure

L'aviron est un sport nautique et mécanique, par conséquent il existe des interactions entre les milieux fluides (l'air ou l'eau) et les corps (bateau, palettes d'aviron, rameurs, etc.). Certaines de ces interactions sont résistives donc les manufacturiers et les rameurs cherchent à les limiter. C'est le cas de la résistance à l'avancement s'appliquant de l'eau sur la coque et de la traînée aérodynamique intervenant sur les parties émergées comme les rameurs ou les avirons. Il existe aussi une interaction entre la palette et l'eau, participant à la propulsion de l'embarcation. Celle-ci est probablement la plus délicate à modéliser car elle met en jeu un corps, la palette, se déplaçant avec six DDL et situé proche de la surface libre, ainsi que la déformation du manche de l'aviron.

Dans la littérature, les auteurs ont tout d'abord cherché à mesurer expérimentalement les efforts. De ces mesures, des modèles assez simples ont été établis et sont utilisés dans la grande majorité des simulations numériques du système bateau-avirons-rameur que nous avons cité en section 2.2, en tant que modèles d'efforts extérieurs appliqués sur la carène et sur la palette. Les simulations CFD sont également utilisées pour tenter de diminuer les erreurs de modèle et pour capter finement la physique des écoulements.

2.3.1 Modélisation des efforts hydrodynamiques sur la palette

Dans cette section, nous commençons par décrire les différents modèles existants pour la modélisation des efforts hydrodynamiques s'exerçant sur la palette. Ensuite, nous expliquons les méthodes expérimentales utilisées pour mesurer ces efforts. Finalement, nous décrivons les différents types de simulations numériques effectuées pour reproduire le coup d'aviron.

2.3.1.1 Des essais aux modèles

2.3.1.1.1 Modèle de Wellicome - Coefficient de force normal

La première étude visant à modéliser l'écoulement autour de la palette a été faite par Wellicome en 1967 [183]. Il utilise les données enregistrées pendant l'entraînement d'un équipage d'Oxford en 1961, lui donnant accès à l'évolution des efforts sur la palette obtenus par des jauges de contraintes placées sur le manche. Il fait l'analogie entre le mouvement de la palette d'aviron et celui d'une plaque oscillante en rotation, comme cela est décrit dans [69]. Il en déduit une formulation pour l'effort normal sur la palette, donnée par

$$C_n = \frac{F_{n,palette}}{\frac{1}{2} \rho A V_{n,palette}^2} \quad (2.4)$$

où $F_{n,palette}$ est la composante orthogonale à la palette de l'effort hydrodynamique, ρ la masse volumique de l'eau, A l'aire projetée de la palette et $V_{n,palette}$ la composante orthogonale de la vitesse de l'eau par rapport à la palette. L'effort $F_{n,palette}$ s'obtient alors en calibrant le coefficient de force normal C_n , qui a une valeur de 1 quand il s'agit d'un écoulement produisant une cavité derrière la palette, une valeur de 2 quand c'est un écoulement tourbillonnaire, ou une valeur intermédiaire pour mélanger les deux comportements. Ce modèle est assurément trop simpliste mais il a le mérite de donner une première approximation de l'effort sur la palette. Il a été utilisé pour comparer les résultats expérimentaux obtenus, ou bien les résultats numériques, faute d'avoir des données expérimentales de référence. Par exemple, les auteurs en ayant fait usage sont Doi et coll. [53], Videv [176], Zhang et Zheng [191] et Kinoshita et Kobayashi [102, 103, 99, 100].

2.3.1.1.2 Coefficients de traînée et de portance

A la fin des années 1990, un autre modèle apparaît où la force hydrodynamique est décomposée en traînée et portance, associée respectivement aux coefficients C_D et C_L définis par

$$C_D = \frac{F_D}{\frac{1}{2} \rho A V_i^2} \quad \text{et} \quad C_L = \frac{F_L}{\frac{1}{2} \rho A V_i^2}, \quad (2.5)$$

où F_D et F_L sont respectivement la traînée et la portance hydrodynamique, exprimées dans le repère suivant la vitesse incidente, c'est-à-dire la vitesse de l'eau par rapport à la palette. Les auteurs utilisant cette formulation sont, entre autres, Affeld, Schichl et Ziemann [2], Baudouin et Hawkins [9], Caplan et Gardner [24] ou Barré et Kobus [7, 8]. Ces derniers montrent que C_D et C_L dépendent de l'angle de balayage de l'aviron et des valeurs maximales $C_{D\max}$ et $C_{L\max}$ de ces coefficients. En concordance avec leurs résultats expérimentaux, ils proposent l'expression suivante pour ces coefficients, identique à celle de Cabrera et Ruina [21] :

$$C_D = \frac{1}{2} C_{D\max} (1 - \cos(2\alpha)) \quad \text{et} \quad C_L = C_{L\max} \sin(2\alpha), \quad (2.6)$$

où α est l'angle d'incidence, c'est-à-dire l'angle entre l'axe du manche de l'aviron et la vitesse incidente.

2.3.1.2 Différentes configurations expérimentales

Réaliser des mesures précises à bord d'un bateau d'aviron n'est pas une tâche aisée à réaliser en condition écologique. En effet, plusieurs conditions sont à réunir. Il faut tout d'abord que le(s) rameur(s) exécute(nt) un coup d'aviron propre et le répète(nt) un grand nombre de fois. Cela nécessite donc de disposer d'athlètes confirmés, ce qui est difficile pour des raisons multifactorielles (équilibre déjà difficile pour les rameurs entre leurs programmes d'entraînement hebdomadaires et leur vie professionnelle et personnelle, financements, volontés, etc.). A cette difficulté s'ajoutent les conditions météorologiques (pluie, vent, température, etc.) qui doivent être favorables et, dans le cas contraire, sont susceptibles de perturber la planification d'une session expérimentale. En dernier point, mais pas le moindre, il faut noter que toutes les données enregistrées in situ par les capteurs, aussi bons soient-ils, s'accompagnent d'incertitudes de mesure. Dans le cas du coup d'aviron, cet aspect est particulièrement pénalisant car certaines grandeurs comme la vitesse incidente de l'écoulement sur la palette sont importantes pour la caractérisation du geste. Elle n'est toutefois pas directement mesurable et dépend de données dont l'ordre de grandeur est supérieur à la sienne et, même si les incertitudes sur ces grandeurs sont faibles et maîtrisées, l'incertitude sur cette grandeur d'intérêt est conséquente. Une évaluation des incertitudes est faite dans ce manuscrit dans le chapitre 10.

Face à ces nombreux obstacles, la recherche s'est souvent effectuée en laboratoire. Cela a permis de se soustraire des difficultés liées à la présence du rameur, à la répétabilité dans le geste, à l'environnement parfois hostile aux mesures, et en partie aux incertitudes sur celles-ci. Il n'y a, a priori, pas d'interaction entre l'écoulement autour de la palette et celui autour du bateau, de ce fait il est possible d'étudier l'un ou l'autre individuellement. Des dispositifs spécifiques ont donc été conçus et utilisés avec des moyens expérimentaux classiquement employés en hydrodynamique, comme un bassin des carènes ou un canal de circulation.

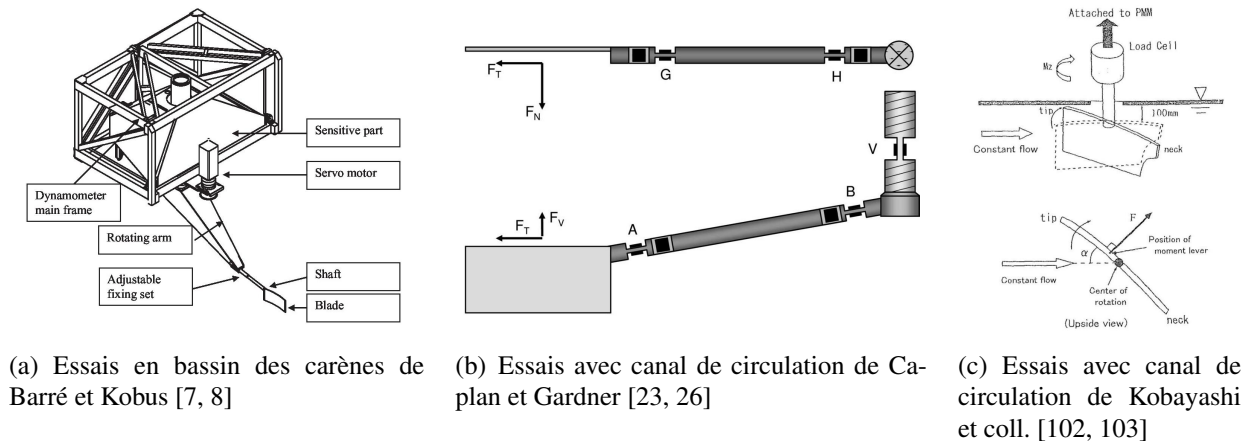


FIGURE 2.5 – Exemples de moyens expérimentaux utilisés en laboratoire pour la mesure d’efforts hydrodynamiques sur la palette d’aviron

2.3.1.2.1 Essais en bassin des carènes

Barré et Kobus [7, 8] ont utilisé le bassin des carènes de l’Ecole Centrale de Nantes (ECN). Sur le chariot du bassin permettant la translation des carènes, une plateforme de mesures dynamométriques est installée. Celle-ci a été conçue pour la mesure des six forces et moments s’appliquant sur les carènes de voiliers à échelle réduite (cf. thèse de Talotte [171]) et a été reprise pour ces essais. Sur cette plateforme vient s’ajouter un bras spécifiquement étudié et conçu pour la génération d’un coup d’aviron (cf. Figure 2.5(a)). Il peut maintenir un aviron à échelle réduite comme réelle et il est animé d’un mouvement de rotation autour d’un axe vertical au moyen d’un moteur suivi d’un réducteur. Ce moteur peut recevoir une loi de commande sous forme d’asservissement en position angulaire. Comme le chariot avance avec une vitesse uniforme et que ce n’est pas le cas d’un bateau d’aviron, Barré et Kobus ont formulé une loi spécifique pour la rotation de l’aviron permettant de se rapprocher de la situation réelle, vis-à-vis de l’évolution de l’incidence de l’écoulement par rapport à la palette. Par ailleurs, le chariot garde une altitude constante pendant son mouvement et le bras ne peut pas se translater verticalement. Il n’est donc pas possible de reproduire une situation d’attaque et de dégagé de l’aviron dans l’eau. Pour éviter les instabilités en début d’essai venant de la flexibilité de l’aviron, les auteurs fixent ce dernier dans une position angulaire où la portance est quasi nulle et force la palette à prendre légèrement appui (de l’ordre de 10 N) sur une butée. Cet angle de portance nulle est déduit d’une procédure effectuée en amont et il dépend par exemple de la vitesse du chariot, de la forme de la palette, de l’angle d’inclinaison de l’aviron dans l’eau ou de l’angle de coiffe-coule.

2.3.1.2.2 Essais en bassin à circulation

Caplan et Gardner ont également étudié cet écoulement expérimentalement [23, 26]. Leur dispositif est fait d’un canal à circulation et d’un bras remplaçant un aviron et muni de jauges de contraintes permettant de mesurer les efforts hydrodynamiques sur la palette (cf. Figure 2.5(b)). Sur l’extrémité de ce bras peut être fixée une palette de tout type (Macon, Big Blade, etc.) mais les auteurs utilisent seulement des échelles 1 : 4. Nous semblons comprendre que le bras est très rigide et la flexibilité de l’aviron n’est donc pas prise en compte. De toute manière, le dispositif ne peut pas générer un mouvement de rotation et les auteurs suivent une approche stationnaire,

argumentant leur démarche par une conclusion de Berger [12] sur l'écoulement autour d'un nageur en crawl, disant qu'il n'y aurait qu'un écart de 5 % entre une simulation prenant en compte le mouvement et des simulations faites avec des positions statiques. Les auteurs émettent toutefois des réserves sur cette démarche en rappelant qu'une approche stationnaire ne tient pas compte des tourbillons de nature très instationnaire se générant autour de la palette. Quelques années plus tard, Leroyer et coll. ont confirmé [115] par la simulation numérique que l'instationnarité de l'écoulement est à prendre en compte et que l'approche quasi-statique fait perdre environ 30 % de l'effort de traînée et environ 20 % de l'effort de portance, pour les valeurs maximales. Toussaint [172] confirme également l'importance travailler en configuration instationnaire pour la propulsion en crawl d'un nageur. Doi et coll. [53] ont utilisé une configuration similaire (flux d'eau et incidence constants) à celle de Caplan et Gardner. Kobayashi et Kinoshita [102, 103] utilisent également un canal à circulation pour étudier l'écoulement autour de la palette. Cette fois, ces auteurs prennent en compte la rotation de celle-ci mais elle tourne autour d'un axe vertical passant approximativement à mi-corde (cf. Figure 2.5(c) page précédente). Ce n'est pas représentatif du mouvement réel et cela ne prend pas en compte l'effet de levier ou de flexibilité de l'aviron. Ce choix de Kobayashi et Kinoshita, ainsi que celui de Caplan et Gardner de ne pas générer un coup d'aviron, vient probablement aussi de la contrainte d'espace sur la largeur du canal de circulation dont ils disposent. Cette contrainte est bien moins limitante pour Barré et Kobus car le bassin des carènes de l'ECN fait 5 m de large.

2.3.1.3 Simulation numérique de l'écoulement

De manière générale, l'utilisation de la simulation numérique se développe pour tous les domaines scientifiques et en particulier quand il faut étudier un écoulement pour optimiser la conception d'un corps. Cette croissance s'explique par plusieurs facteurs comme les coûts élevés des procédures expérimentales, la facilité d'accès aux moyens de calculs (stations de travail, clusters, centres de calculs nationaux, etc.) et les progrès dans les méthodes numériques et modèles physiques utilisés. Depuis le début des années 1990, la simulation numérique s'est invitée dans le monde de l'aviron et les recherches se poursuivent. La modélisation de l'écoulement autour des palettes n'est pas dépourvue de difficulté et nous pouvons noter une augmentation graduelle de la complexité des modélisations au cours de ces trois dernières décennies. Il semble impossible de trouver aujourd'hui dans la littérature des auteurs ayant tenu compte de tous les aspects de l'écoulement et ayant obtenu des résultats validés expérimentalement avec des marges d'erreurs suffisamment faibles. Cela semble vouloir dire qu'il y a encore place à des recherches pour parfaire les modélisations et, par conséquent, optimiser les performances des palettes.

2.3.1.3.1 Configuration bidimensionnelle

La première référence montrant l'utilisation de la CFD pour l'étude de l'écoulement autour d'une palette d'aviron est celle de Videv et Doi [176]. Les auteurs ont effectué des simulations en choisissant une configuration bidimensionnelle, cette limitation étant imposée par le code utilisé et par les ressources de l'époque. Le plan d'étude choisi par les auteurs est horizontal et il coupe la palette immergée pour n'en garder qu'un profil assimilé à un hydrofoil. Dans ce cas, il n'y a pas de surface libre et, de toute manière, le formalisme du code est monofluide. Par ailleurs, le code résout les équations d'Euler. Les simulations ne sont pas validées par des essais expérimentaux. Cependant, les auteurs font varier des paramètres comme la géométrie du profil et la vitesse de rotation du coup d'aviron, et obtiennent des résultats permettant de donner des conclusions intéressantes mal-

gré la simplicité de la modélisation. Les efforts hydrodynamiques sont interprétés en les formulant avec le coefficient de force normal de Wellicome et les simulations sont visuellement analysées par des instantanées des champs de vecteur vitesse et de lignes de courant pour différentes valeurs d'angle de balayage de l'aviron. Ils concluent alors en premier point, et nous n'insistons que sur cet élément de leurs conclusions, que le coup d'aviron est de nature hautement instationnaire, en remarquant les changements violents dans l'incidence de l'écoulement sur la palette et les effets d'« histoire », c'est-à-dire l'influence de l'antériorité de l'écoulement sur une position instantanée de la palette dans le coup d'aviron.

2.3.1.3.2 Ecoulement stationnaire

Bien que l'écoulement autour de la palette soit de nature instationnaire, nous retrouvons dans la littérature une large majorité d'études basées sur des simulations numériques utilisant une approche stationnaire. C'est le cas notamment de Coppel [34, 33, 35], de Slihas et Tullis [163], de Kamphorst et Macrossan [96, 124] ou plus récemment de Yusof et coll. [188, 187] et de Nørstrud et Meese [139]. Les auteurs se limitent à des calculs stationnaires pour plusieurs raisons. Il peut s'agir du fait qu'ils suivent l'hypothèse très forte que l'instationnarité de l'écoulement n'aurait qu'une faible influence sur les efforts hydrodynamiques. D'autre part, ils cherchent souvent à reproduire des résultats obtenus expérimentalement, dont les configurations sont faites en suivant ce postulat ou bien par contraintes techniques (cf. paragraphe 2.3.1.2.2).

Coppel [34, 33, 35] utilise ANSYS Fluent [5], un solveur *Reynolds-averaged Navier-Stokes equations* (RANSE), pour effectuer des simulations essentiellement de nature stationnaire. Par ailleurs, il n'y a pas de prise en compte de la surface libre pour ces calculs. Plusieurs géométries de palette (palette plate, Macon et Hachoir) et différentes échelles (1 : 4 puis 1) sont testées, puis les résultats numériques sont confrontés aux résultats expérimentaux obtenus par Caplan et Gardner [26] (à échelle 1 : 4). Pour une palette plate, les simulations surestiment les valeurs des coefficients de portance de 0,49 et de traînée de 0,6, pour les cas les plus défavorables. Pour la palette de type Hachoir, ces surestimations sont plus faibles et valent respectivement 0,14 et 0,34 alors qu'elles sont de 0,42 et 0,18 pour la palette de type Macon. Coppel effectue aussi des simulations à échelle réelle mais, ne disposant pas de données expérimentales, elle utilise une similitude pour adapter ses paramètres. Elle ne parvient pas à trouver une similitude adéquate et les coefficients de portance et de traînée sont alors fortement surestimés. La prise en compte de la surface libre dans son modèle ne lui permet pas non plus d'améliorer ses résultats.

Slihas et Tullis [163] ont également effectué des simulations visant à reproduire les essais de Caplan et Gardner [26]. Ils utilisent le code commercial ANSYS-CFX [4] et prennent en compte la surface libre. Ils obtiennent des écarts moindres que Coppel par rapport aux données expérimentales. Pour la palette plate à échelle 1 : 4, leurs coefficients de portance et de traînée ont alors des écarts maximaux d'environ 0,21 et 0,33 respectivement, d'après un relevé effectué sur les publications.

Kamphorst et Macrossan [96, 124] utilisent également ANSYS-CFX pour leurs simulations stationnaires. Ils étudient deux positions particulières : aviron dirigé orthogonalement au bateau (« pelle au carré ») et aviron en position d'attaque. Les palettes étudiées ont des formes assez basiques : palette plate et rectangulaire pour les calculs initiaux, puis palette incurvée avec différentes positions du centre de cambrure et éventuellement tronquées pour ressembler à la palette Hachoir. Les auteurs s'intéressent également à différents types de bord d'attaque pour la palette. Tout en respectant les règles d'épaisseur de palette (cf. section 1.2.2.1.2), ils essayent alors des bords avec

différents types de congé ou de chanfrein.

Finalement, Nørstrud et Meese [139] font une étude comparant une forme de palette Ha-choir classiquement utilisée aujourd'hui en aviron et une palette de forme assez exotique, appelée Donald, dont le nom semble provenir de sa forme en bec de canard. Ces deux palettes ont la même surface. Les simulations effectuées en stationnaire montrent que la palette Donald permettrait globalement une meilleure propulsion.

2.3.1.3.3 Ecoulement instationnaire

Comme nous l'indiquons au paragraphe 2.3.1.3.1, Videv et Doi [176] furent les premiers à effectuer des simulations instationnaires pour étudier l'écoulement autour de la palette, mais avec une configuration bidimensionnelle et donc très simplifiée. Les principaux résultats de simulations instationnaires sur des géométries tridimensionnelles sont récentes et datent de 2008. Elles ont des complexités et des configurations différentes, que nous détaillons ci-après.

Kinoshita et coll. [100] reproduisent la configuration de leurs essais expérimentaux [102, 103], décrite au paragraphe 2.3.1.2.2, simple et non représentative d'un coup d'aviron réel. Pour rappel, il s'agit d'une palette mise en rotation autour d'un axe vertical placé en son centre, soumise à un écoulement de vitesse d'entrée constante, et sans prise en compte de la surface libre. Ils obtiennent des résultats numériques assez proches de leurs essais expérimentaux, par comparaison via le coefficient de force normal.

Coppel [33] a concentré ses recherches sur des configurations stationnaires et, ayant conscience que cela entraîne des pertes dans le contenu physique de l'écoulement, elle a tenté de faire des calculs en instationnaire. Son domaine de calcul est composé d'une partie fixe et d'une partie tournante, pour actionner la rotation de la palette. Cette dernière est un cylindre creux où la palette est située dans la couronne dont le rayon est choisi pour coïncider avec le levier extérieur d'un aviron. A l'entrée du domaine, une vitesse tout d'abord constante est imposée pour le fluide. Après une période transitoire de $0,2 \text{ s}^6$, la palette est insérée brutalement dans l'écoulement, d'une manière peu détaillée par Coppel, et elle est également mise en rotation à vitesse angulaire constante. Des simulations sont aussi réalisées en faisant varier la vitesse de l'écoulement en entrée du domaine, pour simuler la vitesse instationnaire du bateau. Même si ces choix sont discutables du point de vue de la physique de l'écoulement, Coppel s'aperçoit tout de même que les résultats qu'elle obtient sont alors de nature bien différente avec ses calculs stationnaires. En effet, les efforts obtenus par calcul instationnaires sont bien plus conséquents (jusqu'à 70 % pour C_D) et rappellent que les études en stationnaire ne sont pas suffisantes pour concevoir une palette optimisée.

Sliasis et Tullis [164, 163] ont adopté une démarche similaire à Coppel. La différence majeure est que leur cylindre choisi pour faire tourner la palette est plein, celui de Coppel étant creux. Ils trouvent que les efforts en instationnaire sont de 20 à 30 % supérieurs à ceux des calculs en stationnaire, renforçant les conclusions précédemment énoncées. Il faut toutefois noter les résultats sont parfois aberrants d'un point de vue physique. Par exemple, dans [163] quand l'aviron est situé à un angle de 105° , les auteurs obtiennent une force propulsive négative, ce qui est vu dire que la palette freine l'avancement du bateau alors que, pour cet angle, elle devrait largement contribuer à propulser le bateau. Dans [165], ils font une étude, en utilisant cette même configuration, concernant l'angle de coiffe et retrouvent par la simulation que l'angle de 3° , classiquement utilisé en pratique, est l'optimum en terme de rendement propulsif. Dans cet article, la partie négative de la

6. Cette période semble étonnamment courte et nous ne voyons pas comment l'écoulement est alors convergé avant l'entrée de la palette dans l'eau, compte tenu de la vitesse de l'écoulement et des dimensions du domaine.

force propulsive a disparu.

Leroyer et coll. [113] effectuent des simulations en se basant sur la configuration expérimentale de Barré [7] reproduisant un coup d'aviron simplifié, décrit au paragraphe 2.3.1.2.1, mais avec une dynamique similaire à un coup d'aviron réel, en particulier en ce qui concerne la déformation de la surface libre. Dans ce cas, l'aviron est rigide et la palette est plate et est à échelle 0,7. Les résultats obtenus sont en bon accord avec les valeurs expérimentales et cela montre que la CFD est un outil capable de bien reproduire un coup d'aviron. Leroyer et coll. poursuivent leur analyse de l'écoulement dans [114] et ils concluent qu'il est essentiel de prendre en compte la surface libre et l'instationnarité de l'écoulement, mais que les contributions visqueuses sont négligeables. Dans [112, 115], ils expliquent qu'une complémentarité des approches expérimentale-numérique est recommandée pour l'étude de l'écoulement autour de la palette. Ils ajoutent qu'il est nécessaire de travailler dans des conditions de laboratoire pour éviter les incertitudes de mesure et que, dans ce cas, il est alors difficile de reproduire un coup d'aviron réel. Pour ce faire, il faut alors effectuer des essais en condition écologique, tout en sachant que les mesures sont souvent polluées par un environnement instable et qu'il est difficile de les corriger. Ils mettent en place le cadre général d'une simulation d'un coup d'aviron réel. La cinématique de la palette provient d'enregistrements effectués en conditions in situ, avec un rameur de niveau élite, et sert de données d'entrée pour la simulation. La flexibilité du manche de l'aviron étant prise en compte (cf. section 2.3.4.3), la trajectoire de palette imposée est alors modifiée pendant le calcul, à chaque itération non linéaire du solveur *ISIS-CFD*, en fonction des efforts hydrodynamiques. Les auteurs obtiennent des résultats en assez bon accord avec les essais expérimentaux, où les efforts ont été mesurés par des jauges de contraintes placées sur une section du levier extérieur de l'aviron. La dynamique du coup d'aviron est bien représentée dans l'évolution du moment fléchissant sur l'aviron, bien que des décrochages dans des intervalles angulaires soient présents. Dans [150], nous retrouvons ce même type d'écart et nous supposons que ces écarts peuvent venir d'un phénomène physique non capturé par la simulation, comme la ventilation derrière la palette, ou bien des incertitudes de mesures sur le bateau instrumenté.

2.3.1.3.4 Conception des palettes par les manufacturiers

Les trois plus grands manufacturiers de palettes d'aviron sont Concept2, Croker Oars et Brača-Sport. Nous n'avons pas trouvé de publication de la part de ces fabricants. Les seules données trouvées sont sur le site Internet de Concept2 [54, 55] et de Brača-Sport [16]. De cette lecture, nous estimons que l'optimisation des formes de palette repose sur l'étude la trajectoire de celle-ci, de l'écoulement où elle est en position stationnaire et sur des données empiriques. Il n'y aurait donc a priori aucune prise en compte de l'instationnarité de l'écoulement. Il est toutefois possible que les manufacturiers refusent de publier des informations supplémentaires pour garder un avantage compétitif sur leurs concurrents.

2.3.2 Modélisation des efforts hydrodynamiques sur la carène

L'écoulement autour du bateau d'aviron n'a pas son pareil dans l'hydrodynamique navale. La discontinuité dans la propulsion et le déplacement du rameur dans le bateau entraînent une forte variation dans la vitesse d'avance de l'embarcation, c'est-à-dire un mouvement de cavalemt, de l'ordre de 20 à 30 % autour de la vitesse moyenne. Cette instationnarité provoque des effets sur les efforts hydrodynamiques. Comme ce phénomène est propre aux bateaux d'aviron et ne

se retrouve pas ailleurs, la littérature sur ce sujet est assez restreinte. Les premières publications visant à quantifier la résistance hydrodynamique sur ces bateaux sont récentes et datent d'une dizaine d'années.

Dans cette section, nous introduisons tout d'abord les modèles possibles pour l'évaluation des efforts hydrodynamiques sur la carène, en nous concentrant uniquement sur la résistance à l'avancement. Après quoi nous citons les différentes études effectuées avec des moyens expérimentaux, puis numériques.

2.3.2.1 Modèles

Nous définissons les modèles communément utilisés en hydrodynamique navale et définis pour des configurations où la vitesse du bateau est uniforme. Nous donnons ensuite les pistes ayant été étudiées pour étendre ces modèles dans le cas instationnaire.

2.3.2.1.1 Cas stationnaire

Nous reprenons ici la modélisation proposée dans [108, 15] pouvant s'appliquer de manière générale en hydrodynamique navale.

Résistance hydrodynamique

La résistance totale F_x sur une carène peut se décomposer en distinguant les effets de la gravité exprimés en fonction du nombre de Froude $F_r = \frac{U}{\sqrt{g L_{WL}}}$ et les effets de viscosité représentés par le nombre de Reynolds $Re = \frac{U L_{WL}}{\nu}$, où U est la vitesse d'avance du bateau, L_{WL} la longueur de flottaison, g l'accélération de la pesanteur et ν la viscosité cinématique du fluide. Sur une eau calme et en traction droite, F_x peut s'écrire en suivant l'hypothèse de Froude :

$$F_x = F_W(F_r) + F_V(Re) , \quad (2.7)$$

où F_W est la résistance de vagues et F_V la résistance visqueuse. Cette dernière peut se décomposer elle aussi en deux termes :

$$F_V = F_F + F_{PV} , \quad (2.8)$$

où F_F est la résistance de frottement et F_{PV} la résistance de pression visqueuse. F_{PV} est faible et s'exprime en l'approximant par une fraction k de F_F , soit $F_{PV} = k F_F$. k est un coefficient appelé facteur de forme et permet de tenir compte des autres effets de viscosité et fonction de la forme de la carène.

Dans cette modélisation, certains types de résistance sont négligés comme la résistance au déferlement, la résistance aux appendices et l'effet de rugosité sur le frottement.

Il est possible de réécrire la décomposition en terme de forces proposée dans l'équation (2.7) par une formulation en terme de coefficient :

$$C_x = (1 + k) C_f + C_W , \quad (2.9)$$

où C_x est le coefficient de traînée, C_f le coefficient de frottement et C_W le coefficient de résistance de vagues.

Il est à noter que pour un skiff avançant à une vitesse moyenne de $5 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ (c'est-à-dire la vitesse moyenne aux JO de Rio en 2017 chez les hommes), le nombre de Reynolds est alors de $40 \cdot 10^6$ et le nombre de Froude fond F_{rh} (basé sur la profondeur du bassin) est proche de la valeur unitaire et critique.

Coefficient de frottement

Le coefficient de frottement est généralement calculé par la formule de l'*International Towing Tank Conference* (ITTC) de 1957 [90] :

$$C_f = \frac{C_{f0}}{(\log R_e - 2)^2}, \quad \text{avec } C_{f0} = 0,075. \quad (2.10)$$

Facteur de forme

Le coefficient k peut être évalué par des modèles empiriques, de manière expérimentale ou par simulation numérique.

Parmi les modèles empiriques, nous avons celui de Holtrop [86], de Prohaska [91], de Granville [75] et de Scragg et Nelson [157]. Berton [13] fait le calcul de k pour une coque de bateau d'aviron et trouve des résultats très disparates. Le modèle le plus proche est le dernier cité, sans doute car il a été calibré pour un bateau spécifique d'aviron : le huit. Il tient donc compte de la forme allongée de ce type d'embarcation.

Les procédures expérimentales pour trouver k consistent à réaliser des essais à faibles vitesses, où la résistance de frottement est prépondérante devant la résistance de vagues. Le rapport $\frac{C_x}{C_f}$ tend alors vers $1 + k$ quand U tend vers 0.

Il est possible de suivre le même protocole par l'usage de simulation numérique via des codes RANSE. Une autre méthodologie décrite par Berton permet de limiter le nombre de calculs à deux seulement. Cela consiste à effectuer un premier calcul en fluide visqueux et un second en utilisant un code potentiel. Dans un code RANSE, la décomposition de la résistance hydrodynamique est différente de celle de l'équation (2.7) et ne peut se faire que sous la forme

$$F_x = F_{FPX} + F_{FFXL}, \quad (2.11)$$

où F_{FPX} et F_{FFXL} sont respectivement les résistances de pression et de frottement. Elles sont définies en fonction des résistances déjà introduites par les expressions

$$F_{FPX} = F_W + k F_F \quad \text{et} \quad F_{FFXL} = F_F. \quad (2.12)$$

ce qui permet, après avoir identifié F_W par le calcul en fluide parfait, de déduire le facteur de forme par l'égalité suivante

$$k = \frac{F_{FPX} + F_{FFXL} - F_W}{F_{FFXL}} - 1. \quad (2.13)$$

Il faut noter que k dépend a priori de trois variables : le nombre de Froude, le déplacement (c'est-à-dire le chargement sur le bateau) et l'assiette du bateau. Berton estime qu'il faut en général 14 simulations pour avoir une bonne estimation de k dans un plan d'expériences numériques.

2.3.2.1.2 Cas instationnaire

Les modèles de description des efforts hydrodynamiques décrits en 2.3.2.1.1 ne sont a priori pas valables dans le cas où la carène a une vitesse d'avance non constante. Des travaux ont été effectués sur des sujets similaires mais trop simplifiés pour être applicables à une carène. Nous les résumons très sommairement ci-après.

Couche limite instationnaire – Second problème de Stokes – Régime laminaire

L'écoulement autour de la carène pourrait se ramener, avec de fortes simplifications, à un écoulement bien connu et parmi les rares solutions exactes des équations de Navier-Stokes : le second problème de Stokes, caractérisé par une couche limite oscillante ou couche limite de Stokes. Cet écoulement est décrit soit par la couche limite proche d'une paroi dans un écoulement oscillant de fluide visqueux, soit par une plaque plane oscillant dans son plan et dans un fluide visqueux au repos. Quand l'écoulement reste laminaire, c'est-à-dire quand le nombre de Reynolds n'atteint pas une valeur critique ($Re \lesssim 10^5$), une solution exacte existe pour décrire le champ de vitesse dans le domaine, y compris dans la couche limite, et la force de frottement sur la paroi. Ces solutions analytiques permettent de mettre en évidence un déphasage de $\frac{\pi}{4}$ entre la vitesse imposée et le frottement à la paroi ([107] page 90, [13] page 131), caractéristique de la force de Basset et traduisant les effets d'histoire : l'écoulement autour de la paroi dépend de l'histoire des particules.

Passage au régime turbulent

Pour des écoulements turbulents, il est observé suite à des mesures expérimentales par Jensen et coll. [95] que le déphasage croît avec la fréquence d'oscillation et que celui-ci tend vers la solution en écoulement laminaire quand la fréquence tend vers l'infini. Shome [161] valide l'usage du modèle de turbulence $k-k_l-\omega$ [181] pour des simulations couvrant un large intervalle du nombre de Reynolds.

Travaux similaires appliqués au génie océanique

Les écoulements précédemment cités sont tel que la vitesse du fluide ou de la plaque est à moyenne nulle. L'étape suivante dans la complexification de la modélisation peut consister à introduire une rugosité sur la plaque et/ou avoir une vitesse moyenne non nulle. En génie océanique, des études ont été faites en utilisant cette configuration. Ils cherchent en effet à comprendre l'influence du courant sur le champ de vagues dans des zones côtières avec une bathymétrie⁷ spécifique. Un objectif sous-jacent est d'étudier le transport de particules (dispersion du plancton, des polluants, etc.). Nous pouvons citer par exemple les travaux de Davies et coll. [46], de Grant et Madsen [74] ou de Soulsby et coll. [168].

2.3.2.2 Essais expérimentaux

Les bassins des carènes habituellement utilisés permettent de tracter un bateau à échelle réduite voire réelle à une vitesse constante, après une accélération initiale progressive. Ils ne sont toutefois pas capables de générer un mouvement de cavement comme celui qui est présent sur une carène d'aviron. Il est donc nécessaire, afin de reproduire le mouvement réel, d'ajouter un dispositif sur le chariot de traction permettant de générer une translation alternative. Barré et Kobus [13] utilisent un système chariot-catapulte et Day et coll. [47, 48] ajoutent similairement un sous-chariot (cf. Figure 2.6 page suivante). D'autres essais non publiés ont aussi été réalisés avec un hexapode inversé au Laboratoire de recherche en Hydrodynamique, Energétique et Environnement Atmosphérique (LHEEA) mais n'ont pas pu être exploités à des fins de validation.

Day et coll. [49] montrent qu'il est difficile d'obtenir, avec des bassins des carènes de dimensions typiques, une résistance hydrodynamique convergée pour un bateau d'aviron à échelle 1 à vitesse constante et de l'ordre de celle de course. Les auteurs ont montré que, pour une profondeur

7. rugosité ou topographie du fond marin

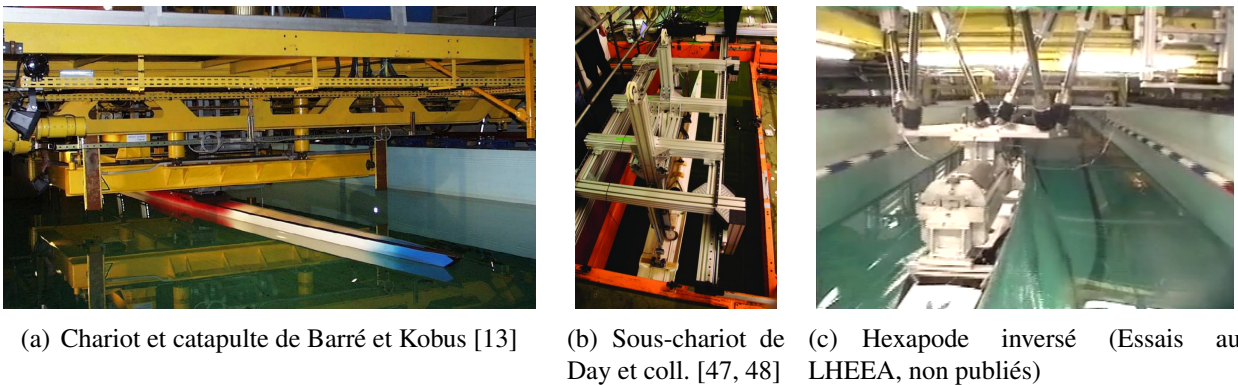


FIGURE 2.6 – Exemples de dispositifs expérimentaux ajoutés au chariot de bassin des carènes pour générer le cavement du bateau d’aviron

d’eau égale à un quart de la longueur de carène, les signaux d’efforts peuvent ne pas converger pour certains nombres de Froude et les modèles de régression ne permettent pas toujours de trouver une valeur asymptotique. Cela s’explique par la longueur limitée du bassin et par la théorie sur les effets de fond.

Dans deux autres articles [47, 48], Day et coll. étudient le comportement instationnaire du bateau. Ils mesurent en condition écologique la vitesse et l’accélération d’un bateau instrumenté et se servent de ces données pour établir une loi de commande pour imposer le déplacement d’un bateau similaire testé en bassin de traction (cf. Figure 2.6). Ils montrent qu’une variation de vitesse de 25 % autour de la vitesse moyenne du bateau entraîne une augmentation de 3 % de la résistance hydrodynamique par rapport au cas stationnaire. Ils s’intéressent également à l’emplacement de la transition laminaire–turbulent et son influence sur la résistance. Ils forcent la transition en collant sur la coque de petits ergots placés sur une ligne circonférentielle à une certaine distance de la proue et observent les variations sur la résistance hydrodynamique. Cette méthode ne peut cependant pas être appliquée sur les bateaux de compétition car interdite par la règle 39 du code des courses de la FISA [61], reproduite ci-dessous, bien qu’il puisse y avoir différents doutes ou interprétations concernant cette règle.

Règle FISA 39 : Liberté de construction (extrait)

4. Propriétés naturelles

Il est interdit d’utiliser des produits ou structures (y compris les films plastiques) susceptibles de modifier les propriétés naturelles de l’eau ou de la couche d’interface entre l’eau et la coque.

2.3.2.3 Simulations numériques

Formaggia et coll. [67, 66, 68] présentent le cadre mis en place pour l’étude du comportement du bateau d’aviron. Ce dernier peut alors être étudié soit par un code RANSE, pour une étude précise du problème physique, soit par un code potentiel, formant une partie de leur modèle réduit dédié par exemple aux phases préliminaires de conception de coque. Dans ce modèle simplifié, semblant tout de même fournir des résultats satisfaisants, les forces hydrodynamiques donnant le

mouvement moyen sont exprimées par des formules (comme celle de l'ITTC 1957, cf. equation (2.10)) alors que les mouvements secondaires sont résolus par le code potentiel en calculant les forces de radiation.

Berton [13, 14] analyse les efforts hydrodynamiques s'exerçant sur des carènes animées des mouvements de cavement, pilonnement, tangage et lacet. Le code RANSE *ICARE3D* est utilisé et validé sur une base de données expérimentales (cf. Figure 2.5(a) page 49). Nous notons que le déphasage de l'effort instationnaire obtenu par rapport aux données expérimentales. Des Méthodes de Plan d'Expériences (MPE) numériques et de krigeage sont mises en oeuvre de façon qualitative afin de décrire les influences de différents facteurs comme la fréquence, l'amplitude, le déplacement ou l'assiette sur le coefficient de traînée. Les calculs sont réalisés en bassin ou en milieu infini afin de caractériser les effets du confinement. Un simulateur couplant la mécanique de l'aviron au code de calcul *ICARE3D* est réalisé et utilisé dans le cadre d'un plan d'expériences. Un processus d'optimisation de forme de carène est également développé, dans lequel des algorithmes stochastiques sont couplés à des métamodèles afin d'accélérer la vitesse de convergence et réduire les temps de calcul.

Miglio et coll. [129] étudient, à l'aide du code RANSE *OpenFOAM* [140], l'influence de la profondeur de bassin de compétition sur les performances des bateaux. Ils concluent que les différentes profondeurs minimales autorisées, c'est-à-dire 2 m pour les anciens bassins et 3 m voire 3,5 m pour les nouveaux, n'affectent pas trop les valeurs de résistances hydrodynamiques. En effet, la résistance de frottement varie très peu en fonction de la profondeur et est responsable d'au moins 92,5 % de la résistance totale. Les variations provenant du changement de profondeur influence la valeur de la résistance de vagues, mais cette composante reste très minoritaire dans la résistance totale. Finalement, les variations de résistance totale, par rapport à une profondeur nominale et recommandée par la FISA de 3,5 m se tiennent dans un intervalle $[-1,8\%; 2,7\%]$, ce qui peut être relativement important. Les auteurs semblent plutôt concernés, vis-à-vis des visualisations de champs de vagues, par les interférences entre les différents couloirs, sans toutefois étudier précisément le problème.

2.3.3 Modélisation des efforts aérodynamiques

La traînée aérodynamique sur le système bateau-avirons-rameur(s) est relativement faible par rapport à l'ensemble des résistances, et n'en représente qu'environ 10 % d'après [156, 9]. C'est pourquoi elle est souvent négligée [143, 156] ou modélisée par une formule assez simple. Elle se caractérise par l'effet combiné du déplacement des composantes du système dans le milieu aérien et du vent présent sur le bassin. La somme de ces deux composantes forme le vent apparent. La plupart des auteurs ayant modélisé la traînée aérodynamique néglige le vent et ne considèrent que la partie supérieure des rameurs comme surface apparente. Par exemple, l'interaction air-avirons est complètement ignorée ou négligée [9], même si la vitesse des avirons fluctue et peut être bien supérieure à la vitesse de l'embarcation. Les auteurs comme Millward [130], Coppel [33] ou Findlay et Turnock [63] définissent la traînée aérodynamique par

$$R_{\text{air}} = n C v^2 \quad (2.14)$$

où n est le nombre de rameurs et v la vitesse moyenne du bateau. C est un coefficient égal à $0,3484 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-1}$ intégrant la masse volumique de l'air, la surface apparente d'un rameur et le coefficient de traînée. Il est basé sur les estimations de Hoerner ([85] page 3–14).

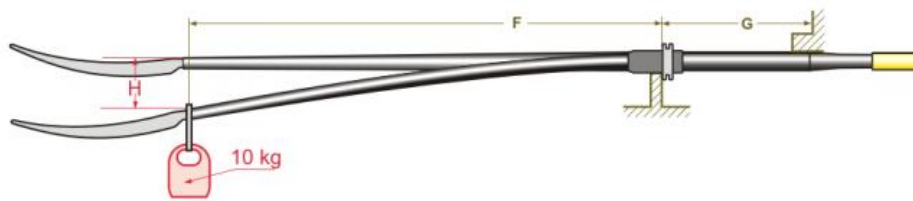


FIGURE 2.7 – Mesure de la rigidité des avirons chez Brača–Sport [17]

Kuyt et coll. [106] tentent de réduire la traînée aérodynamique sur les avirons en augmentant la rugosité de leur surface. Ceci est inspiré de l'effet riblet, décrit par Coustols [36] pour une utilisation dans le secteur aéronautique. Ils obtiennent ainsi à réduire le coefficient de traînée des avirons mais leur raisonnement est purement stationnaire. Une extension au cas réel et instationnaire reste à prouver.

2.3.4 Modélisation de la flexibilité des avirons

De nos jours, un aviron est très souvent constitué d'un manche flexible fait d'un matériau de type PRFC (à base de fibres de carbone). Le degré de flexibilité ou, à l'inverse, de rigidité est choisi par le rameur en fonction de ce qui lui est proposé par les fabricants, de son style et de ses capacités physiques. Les fabricants classent leurs avirons selon leur longueur (aviron de pointe ou de couple), leur masse et leur flexibilité. Comme indiqué sur la Figure 2.7, la flexibilité est quantifiée en mesurant la déflexion linéaire au niveau de la jonction manche-palette quand une masse de 10 kg est appliquée à ce même endroit, l'aviron étant alors en appui au niveau d'une position nominale où se situerait la dame de nage (à peu près à mi-manchon) et à 65 cm de cette position en direction de la poignée. Plus la flèche obtenue est importante, plus l'aviron est classé parmi les « souples ». Brearley et de Mestre [18] et Macrossan [123] montrent que le rendement propulsif est meilleur avec des avirons rigides et conseillent à cet effet que les rameurs devraient les utiliser s'ils ont un confort suffisant avec ces avirons.

2.3.4.1 Evaluation de la flexibilité dans les simulateurs du système global

Dans les simulateurs du système global bateau-avirons-rameur, certains auteurs prennent en compte la flexibilité de l'aviron pour faire varier l'angle d'incidence de l'écoulement sur la palette, dont dépendent les coefficients de portance et de traînée. C'est le cas par exemple pour Kinoshita et Kobayashi [99] dans leur simulateur numérique et pour von Zitzewitz et coll. [177] pour leur ergomètre avec retour de force sur la poignée.

La quasi totalité des modélisations de la déformation de l'aviron trouvées dans la littérature considère qu'il est possible de représenter l'aviron comme une poutre en flexion simple avec deux appuis, comme expliqué ci-dessus et selon la modélisation de la Figure 2.7. Dans la théorie des poutres, cette modélisation s'accompagne en partie des hypothèses suivantes :

- sections constantes de la poutre et restant perpendiculaires à la fibre neutre,
- homogénéité et isotropie du matériau.

L'aviron est plutôt conique entre son manchon et la jonction manche-palette donc la première hypothèse n'est pas exacte. La seconde ne l'est pas non plus étant donné que l'aviron est fait d'une structure composite avec une matrice en résine et des renforts en fibres de carbone. Cependant,

cette modélisation semble suffisante et applicable dans les conditions de l'étude. En effet, si nous souhaitons connaître la valeur de la déflexion linéaire ou angulaire en un point précis du manche, par exemple la jonction manche–palette, alors il existe une relation linéaire entre cette déflexion et l'effort appliqué en ce point, vérifiée par des mesures [7, 109].

Les mesures ne permettent toutefois pas d'identifier le module de Young E et le moment quadratique I . Au mieux, il est possible de retrouver le produit des deux, EI , appelé rigidité en flexion. Cependant, comme le montre Laschowski et coll. [109], la rigidité en flexion varie suivant la position de la section de poutre considérée, selon la loi suivante

$$EI(x) = \frac{x^2}{6 m(x)} (3 L_e - x) , \quad (2.15)$$

où x est la position de la section (l'origine étant prise au niveau de l'axe de dame de nage et x augmente en se dirigeant vers la palette) et $m(x)$ le coefficient de la pente de la loi linéaire donnant la flèche de la poutre en x en fonction de la charge imposée.

2.3.4.2 Couplage faible en IFS

Sliasas et Tullis ont ajouté à leur modélisation de [164, 163] la flexibilité de l'aviron dans [166]. Leur réflexion se base sur la différence de vitesse angulaire $\Delta\omega$ au niveau de la dame de nage ω_{ddn} , provenant de données expérimentales, et au niveau de la palette ω_{pal} , qui est la donnée d'entrée dans leur simulation. En effet, dans le cas d'un aviron rigide, ces deux vitesses seraient identiques. Ici, la vitesse angulaire de la palette est évaluée par

$$\omega_{pal}(t) = \omega_{ddn}(t) + \Delta\omega(t) . \quad (2.16)$$

Les auteurs font alors une série de simulations en réajustant $\Delta\omega$ à chaque nouveau calcul en fonction des efforts obtenus dans le calcul précédent. La flèche f à la jonction manche–palette, ou déflexion linéaire, est calculée en fonction du moment fléchissant M_{pal} en ce point par

$$f(t) = \frac{M_{pal}(t) L_e^2}{3EI} , \quad (2.17)$$

et permet d'obtenir, en fonction d'une différence de flèche Δf avec le calcul précédent, la nouvelle différence de vitesse angulaire

$$\Delta\omega(t) = \frac{\Delta f(t)}{L_e \Delta t} . \quad (2.18)$$

Sliasas et Tullis se servent de mesures expérimentales donnant les efforts sur la palette pour évaluer la flèche au préalable et imposer un $\Delta\omega$ non nul à la première simulation. Ils ont comme critère de convergence une variation de flèche inférieure à 1 % par rapport au calcul précédent et ils disent atteindre cette convergence en trois simulations.

Cette procédure semble coûteuse car il faut répéter un certain nombre de fois la totalité d'une simulation CFD. Par ailleurs, les auteurs disent atteindre la convergence en seulement trois itérations mais ils se servent d'efforts expérimentaux comme point de départ. Ces données n'existent pas toujours et sans elles il leur aurait probablement fallu une ou deux itérations supplémentaires.

2.3.4.3 Couplage fort en IFS

Leroyer et coll. [115] mettent également en place une procédure permettant de prendre en compte la flexibilité de l'aviron dans leurs simulations CFD. Il s'agit d'un couplage fort d'IFS car la position de la palette est modifiée à chaque itération non linéaire du solveur RANSE, en fonction des efforts hydrodynamiques sur la palette et, en retour, la modification de la position de la palette change l'écoulement et donc les efforts hydrodynamiques. Les déflexions linéaire f et angulaire α au niveau de la jonction manche–palette sont des données structurelles, seulement considérées dans un plan passant par l'axe de l'aviron et par son vecteur de rotation instantané, et répondent aux équations

$$f = \frac{M}{k_l} \quad \text{et} \quad \alpha = \frac{M}{k_a}, \quad (2.19)$$

où k_l et k_a sont les coefficients de proportionnalité, obtenus expérimentalement à l'aide d'un banc de mesures spécifique, entre le moment fléchissant M et, respectivement, la flèche et l'angle de déflexion. Le fait de mettre à jour la position de la palette entraîne une réaction inertielle du champ de pression qui a tendance à rendre le couplage instable (cf. section 9.3.7). Afin de ne pas entraîner la divergence des calculs suite à l'accélération brutale de la palette, une procédure spécifique de stabilisation est mise en place, prenant compte des effets de masse ajoutée [167]. La masse ajoutée est alors évaluée de manière approximative par une expression déduite de celle de Lewandowski [118]. Deux nouvelles expressions pour f et α , dépendant de cette masse ajoutée, sont alors utilisées et permettent d'amortir les accélérations⁸.

Comme Slihas et Tullis, les auteurs négligent les effets d'inertie de la pelle car sa masse est faible et les autres efforts mécaniques sont bien supérieurs à ces efforts inertiels structurels.

8. De plus amples explications sur cette méthode sont fournies dans le chapitre 7

2.4 Bilan de l'étude bibliographique - Liens avec les objectifs de la thèse

Nous résumons ici les enseignements majeurs de cette étude bibliographique à propos de la modélisation mécanique du système bateau-avirons-rameur(s). Nous insistons sur les points ayant une importance dans les travaux effectués dans cette thèse.

Il ressort de l'étude que la description des éléments composants le système bateau-avirons-rameur(s) doit être suffisamment précise. Il faut en particulier à la fois une cinématique et une dynamique bien définies. La première caractéristique suppose la reproduction adéquate d'un style de rameur dans le but de le différencier d'un autre style. La seconde consiste à connaître les masses et les moments d'inertie des segments du système polyarticulé qui constituent le rameur. En effet, celui-ci a une masse très supérieure à celle du reste du système et son déplacement dans le bateau entraîne les mouvements secondaires de cavalemt, de tangage et de pilonnement. Cependant, la finesse de la modélisation mécanique et biomécanique du système est limitée par certaines contraintes. La définition des longueurs et la répartition de masses constituent le modèle anthropométrique du sujet et sa précision croît avec le nombre de mesures effectuées, celles-ci pouvant être très nombreuses et fastidieuses à réaliser. Les modèles peuvent donc se limiter à un nombre de segments de l'ordre de la vingtaine, permettant d'obtenir une discrétisation suffisante du style du rameur et de la dynamique du système. Par ailleurs, le style peut se définir comme la position d'un segment de corps par rapport à un autre au cours du temps. Il est possible de définir arbitrairement ces positions mais, pour obtenir un style réaliste, il est nécessaire d'effectuer des mesures et celles-ci sont difficilement réalisables en condition écologique.

Les deux types d'écoulement que nous retrouvons en aviron sont celui autour du bateau et celui autour des palettes. Ils sont atypiques en hydrodynamique navale. Le premier se caractérise par un mouvement d'avance non uniforme provoqué par la propulsion discontinue générée par le rameur et par le déplacement de celui-ci. Le cavalemt provoqué est important et la vitesse d'avance a une variation de l'ordre de 20 à 30 % autour de sa valeur moyenne. Ce phénomène très marqué ne se retrouve pas sur les autres types de bateau. Les modèles de turbulence classiques dans les codes RANSE ne sont pas développés pour ce type d'écoulement instationnaire et il est nécessaire de passer par une étape de validation pour vérifier leur fiabilité dans ce contexte. Les simulateurs du système global intègrent des modèles d'efforts hydrodynamiques sur la carène basés sur l'ITTC de 1957 et donc définis pour un écoulement stationnaire. Or, la résistance hydrodynamique dans cet écoulement instationnaire, à vitesse moyenne égale à celle en stationnaire, est plus élevée de quelques pourcents et déphasée. Il n'existe pas à ce jour une formulation du même type que celle de l'ITTC pour un écoulement instationnaire.

L'écoulement autour de la palette est également très complexe. Celle-ci est animée d'un mouvement à six DDL traversant et agissant proche de la surface libre, tout en la déformant et en emprisonnant de l'air. Par ailleurs, le manche auquel elle est reliée fléchit pendant la propulsion, modifiant alors l'angle d'incidence de l'écoulement sur la palette. Depuis les années 1960, des modèles simples de description des efforts ont été établis. Le premier modèle est celui de Wellcome et il définit un lien de proportionnalité entre la composante normale à la palette de la force hydrodynamique et la composante normale de la vitesse d'incidence. Le coefficient de proportionnalité est appelé coefficient de force normal et est assez constant sur tout le coup d'aviron. Ce modèle est complexifié en séparant la force hydrodynamique en deux composantes de traînée et de portance, chacune ayant son coefficient. Ces coefficients peuvent être ramenés à deux lois

d'évolution assez simples, fonction de l'angle d'incidence. Les recherches ont à nouveau montré l'importance de l'instationnarité présente dans cet écoulement, manifestée par les tourbillons générés derrière la palette pendant le coup d'aviron, par des effets inertiels fluides et une forte dynamique de la surface libre. Il est donc impossible, expérimentalement comme numériquement, de décrire l'évolution des coefficients de traînée et de portance par une suite de valeurs obtenues dans des configurations stationnaires. Pourtant, cette méthode est très souvent employée à tort.

Il est très difficile à l'heure actuelle d'effectuer des mesures précises de toutes les données utiles à la compréhension et la caractérisation des deux écoulements dans des conditions réelles, c'est-à-dire avec un rameur sur un plan d'eau. Par ailleurs, les mesures réalisées sont accompagnées de niveaux d'incertitudes trop grands. Afin de bien maîtriser le coup d'aviron, les expérimentations sont alors réalisées en laboratoire. Cependant, cela nécessite des approximations ou simplifications sur le coup d'aviron alors généré par une machine. Les simulations numériques de cet écoulement sont toutefois plus simples à mettre en place et la comparaison est moins polluée par des incertitudes. La validation des simulations numériques dépend donc des configurations choisies dans les campagnes d'essais expérimentaux et cela montre la nécessité d'un travail coordonné entre expérimentateurs et numériciens.

Il faut ajouter à ce bilan une notion n'ayant pas pu être développée dans ce chapitre mais qui en découle des conclusions précédemment citées. Le caractère instationnaire des deux écoulements a été clairement mis en évidence. Dans les simulations numériques d'écoulements instationnaires à surface libre, certaines contraintes apparaissent. La résolution temporelle du taux de présence en eau dans chaque cellule de calcul est limitée par le nombre de Courant. Les schémas utilisés pour la description de la surface libre contraignent alors le pas de temps à ne pas dépasser une certaine valeur pour éviter une trop grande diffusion de l'interface, ce qui rend les simulations numériques très longues. Une réflexion a donc été menée pour permettre de trouver une stratégie d'accélération de ces calculs. Elle est traitée dans la partie suivante de ce manuscrit.

Deuxième partie

Modélisation des écoulements incompressibles tridimensionnels à surface libre et stratégie de réduction des temps de simulation

Résolution des équations du fluide

L'équipe Modélisation des Ecoulements Turbulents à Haut Reynolds Incompressibles et Couplages (METHRIC) du LHEEA est spécialisée dans la simulation numérique en hydrodynamique navale. Depuis 1999, elle a développé un solveur appelé *ISIS-CFD*, décrit dans ce chapitre. Le code est commercialisé par la société *NUMECA International* et il fait partie de la suite logicielle *FINE™/Marine* [88], au même titre que le mailleur hexaédrique non-structuré *HEXPRESS™* [89] et l'outil de visualisation *CFView™* [87].

Ce chapitre est une synthèse des développements effectués par l'équipe METHRIC et intégrés à son solveur *ISIS-CFD*. Nous nous concentrerons sur les aspects utiles pour les travaux présentés dans ce manuscrit. Les descriptions faites par Leroyer [111], Durand [57] et Yvin [189] sont reprises. Les développements que nous avons menés seront présentés au chapitre 4.

3.1 Des lois de conservation à la formulation intégrale ALE des équations de Navier-Stokes

Cette section décrit, à partir des lois de conservation et de la relation de comportement d'un fluide visqueux newtonien, le système d'équations locales puis intégrées sur un volume de contrôle quelconque, régissant l'écoulement d'un tel fluide. La notion de dérivation selon un champ de vitesse quelconque et les lois de conservation sont rappelées, permettant d'aborder sereinement la discrétisation des équations de Navier-Stokes par une méthode Volumes-Finis via une formulation *Arbitrary Lagrangian-Eulerian* (ALE).

3.1.1 Dérivation selon un champ de vitesse quelconque

Nous considérons \vec{U}_d un champ de vitesse quelconque (c'est-à-dire dépendant a priori de l'espace et du temps) et $f(\vec{x}, t)$ un champ scalaire fonction des coordonnées géométriques et du temps (description eulérienne). \vec{X}_d est le champ de position résultant du champ de vitesse \vec{U}_d . De façon imagée, le champ \vec{X}_d représente discrètement l'évolution des positions des nœuds (ou des centres de cellules) d'un maillage du domaine considéré qui se déplace et se déforme avec une vitesse locale \vec{U}_d .

Le champ \vec{X}_d est fonction des coordonnées géométriques \vec{x} et du temps. Cette transformation

étant bijective, les coordonnées géométriques de l'espace \vec{x} sont donc des fonctions \vec{X}_d et du temps : $f(\vec{x}(\vec{X}_d, t), t)$.

Nous définissons alors une nouvelle dérivation appelée dérivation par rapport au temps, en suivant un point ou un domaine animé du champ de vitesse \vec{U}_d . Pour simplifier, nous parlerons de dérivation temporelle selon le champ de vitesse \vec{U}_d . Nous noterons cette dérivation par $\delta/\delta t$ sans faire apparaître explicitement le symbole \vec{U}_d ([32]), comme suit :

$$\frac{\delta}{\delta t} = \frac{\partial}{\partial t} \Big|_{\vec{X}_d} (\cdot)$$

La dérivation des fonctions composées permet alors d'écrire :

$$\frac{\delta f}{\delta t} = \frac{\partial f(\vec{x}(\vec{X}_d, t), t)}{\partial t} \Big|_{\vec{X}_d} = \frac{\partial f}{\partial x} \Big|_{y,z,t} \frac{\partial x}{\partial t} \Big|_{\vec{X}_d} + \frac{\partial f}{\partial y} \Big|_{x,z,t} \frac{\partial y}{\partial t} \Big|_{\vec{X}_d} + \frac{\partial f}{\partial z} \Big|_{x,y,t} \frac{\partial z}{\partial t} \Big|_{\vec{X}_d} + \frac{\partial f}{\partial t} \Big|_{\vec{x}} (\cdot) \quad (3.1)$$

De manière plus condensée (avec des notations implicites), nous avons la relation ponctuelle :

$$\frac{\delta f}{\delta t} = \frac{\partial f}{\partial t} + \overrightarrow{\text{grad}}(f) \cdot \vec{U}_d \quad (3.2)$$

Pour un domaine arbitraire $\mathcal{D}_d(t)$ de frontière $\partial\mathcal{D}_d(t)$ animé du champ de vitesse \vec{U}_d , nous montrons (sous certaines hypothèses de régularité) que :

$$\frac{\delta}{\delta t} \iiint_{\mathcal{D}_d} f dv = \iiint_{\mathcal{D}_d} \left(\frac{\partial f}{\partial t} + \text{div}(f\vec{U}_d) \right) dv = \iiint_{\mathcal{D}_d} \frac{\partial f}{\partial t} dv + \iint_{\partial\mathcal{D}_d} f \vec{U}_d \cdot \vec{n} dS \quad (3.3)$$

Cette relation s'interprète de la façon suivante :

Variation de l'intégrale de f
 dans le domaine mobile \mathcal{D}_d = Intégrale de la variation temporelle de f sur \mathcal{D}_d + Flux convectif de f à travers la frontière $\partial\mathcal{D}_d$
 (c'est-à-dire en suivant le domaine dans son mouvement)

Dans le premier membre, la dérivée temporelle $\delta/\delta t$ exprime le fait que c'est une dérivée par rapport au temps *en suivant le domaine animé du champ de vitesse \vec{U}_d* . Pour éviter toute confusion, cette dérivation est donc notée différemment par le symbole δ , mais cette notation ne fait pas apparaître explicitement le symbole \vec{U}_d pour alléger l'écriture.

Pour $\vec{U}_d = \vec{U}$, la dérivation $\delta/\delta t$ correspond à la dérivation particulière. Le théorème de transport précédent redonne alors l'expression de la dérivée particulière d'une intégrale de volume pour un domaine matériel $\mathcal{D}_m(t)$:

$$\frac{d}{dt} \iiint_{\mathcal{D}_m} f dv = \iiint_{\mathcal{D}_m} \left(\frac{df}{dt} + f \text{div}(\vec{U}) \right) dv = \iiint_{\mathcal{D}_m} \left(\frac{\partial f}{\partial t} + \text{div}(f\vec{U}) \right) dv \quad (3.4)$$

$$= \iiint_{\mathcal{D}_m} \frac{\partial f}{\partial t} dv + \iint_{\partial\mathcal{D}_m} f \vec{U} \cdot \vec{n} dS \quad (3.5)$$

Pour le domaine matériel \mathcal{D}_m coïncidant avec \mathcal{D}_d à l'instant t , nous avons alors la relation :

$$\boxed{\frac{d}{dt} \iiint_{\mathcal{D}_m} f dv = \frac{\delta}{\delta t} \iiint_{\mathcal{D}_d} f dv + \iint_{\partial\mathcal{D}_d} f (\vec{U} - \vec{U}_d) \cdot \vec{n} dS} \quad (3.6)$$

3.1.2 Formulation Volumes-Finis ALE des équations de Navier-Stokes

Nous nous plaçons dans l'hypothèse des écoulements isothermes de fluides visqueux Newtonien. Les équations de conservation sont donc réduites à la conservation de la masse et de la quantité de mouvement, auquel vient s'ajouter une loi dite de conservation géométrique liée au mouvement de maillage. Les méthodes Volumes-Finis s'appliquent aux lois de conservation et s'appuient sur la discrétisation dans l'espace physique des lois de conservation écrites sous forme **conservative** et **intégrale**. Nous formons ainsi un bilan intégral sur un certain nombre de volumes de contrôle. Sur chaque volume de contrôle, ce bilan va permettre d'écrire une équation algébrique donnant l'évolution d'une quantité volumique en fonction des flux discrets entrant et sortant. Généralement, à chaque volume de contrôle est associé une seule inconnue (ou DDL) correspondant à la valeur moyenne de la quantité étudiée sur le volume.

Considérons un domaine \mathcal{D}_d de frontière $\partial\mathcal{D}_d$ animé du champ de vitesse \vec{U}_d et \mathcal{D}_m le domaine matériel coïncidant à l'instant t considéré.

Conservation de la masse :

$$\frac{d}{dt} \iiint_{\mathcal{D}_m} \rho \, dv = 0$$

Conservation de la quantité de mouvement :

$$\frac{d}{dt} \iiint_{\mathcal{D}_m} \rho \vec{U} \, dv = \iiint_{\mathcal{D}_m} \rho \vec{f}_v \, dv + \iint_{\mathcal{D}_m} \vec{T} \, dS$$

où \vec{f}_v est la force volumique (dans notre cas, elle se limitera à la gravité) et \vec{T} le vecteur contrainte tel que $\vec{T} = \vec{\sigma} \vec{n}$, avec $\vec{\sigma}$ le tenseur des contraintes.

Relation de comportement (fluide newtonien) :

$$\vec{\sigma} = -\left(p + \frac{2\mu}{3} \operatorname{div}(\vec{U})\right) \mathbb{I} + 2\mu \mathbb{D}$$

où p est la pression, μ la viscosité dynamique et \mathbb{D} le tenseur des taux de déformation.

Remarque : la conservation de la quantité de mouvement n'a pas besoin d'être exprimée en moment car celle-ci est équivalente à la symétrie du tenseur des contraintes.

Nous en déduisons alors en utilisant la relation (3.6) :

$$\boxed{\frac{\delta}{\delta t} \iiint_{\mathcal{D}_d} \rho \, dv + \iint_{\partial\mathcal{D}_d} \rho \left[(\vec{U} - \vec{U}_d) \cdot \vec{n} \right] \, dS = 0} \quad (3.7)$$

$$\boxed{\frac{\delta}{\delta t} \iiint_{\mathcal{D}_d} \rho \vec{U} \, dv + \iint_{\partial\mathcal{D}_d} \rho \vec{U} \left[(\vec{U} - \vec{U}_d) \cdot \vec{n} \right] \, dS = \iiint_{\mathcal{D}_d} -\overrightarrow{\operatorname{grad}}(P) + \rho \vec{g} \, dv + \iiint_{\mathcal{D}_d} -\overrightarrow{\operatorname{grad}}\left(\frac{2\mu}{3} \operatorname{div}(\vec{U})\right) + \overrightarrow{\operatorname{div}}(2\mu \mathbb{D}) \, dv}, \quad (3.8)$$

et

$$\boxed{\frac{\delta}{\delta t} \iiint_{\mathcal{D}_d} dv - \iint_{\partial\mathcal{D}_d} \vec{U}_d \cdot \vec{n} dS = 0} . \quad (3.9)$$

Les deux équations (3.7) et (3.8) consistent les formes initiales continues des lois de conservation de la masse et de la quantité de mouvement à partir desquels le processus de discrétisation sur chaque volume de contrôle va être effectué. A cela vient s'ajouter l'équation (3.9) exprimant la loi de conservation géométrique du domaine fluide qu'il faudra vérifier exactement au niveau discret par une évaluation adéquate des flux de vitesse de déplacement.

3.2 Modélisation, discrétisation et résolution de l'écoulement dans *ISIS-CFD*

Dans toute la suite, nous n'allons nous intéresser qu'aux écoulements incompressibles et isothermes. Dans cette section, la masse volumique de chaque fluide mis en jeu sera donc considérée constante pour simplifier la présentation. Les deux premières parties traitent de la modélisation de la turbulence (partiellement) et du modèle de capture d'interface utilisé pour les calculs à surface libre. Ensuite, nous détaillerons comment sont obtenus les formes discrétisées des différents bilans intégraux ainsi que l'obtention de l'équation de pression à partir de l'équation discrétisée du bilan de quantité de mouvement et de la contrainte d'incompressibilité via une reconstruction de type Rhie & Chow. Enfin, l'algorithme général de résolution sera présenté afin de bien appréhender le positionnement du couplage avec la dynamique des structures.

3.2.1 Modélisation de la turbulence

Les applications mettant en jeu une interaction fluide-structure sont pour la plupart instationnaires et turbulents. A défaut de mieux, nous utilisons donc une approche *Unsteady Reynolds-averaged Navier-Stokes equations* (URANS), où nous supposons que les variations temporelles liées à l'instationnarité de l'écoulement moyen sont suffisamment limitées pour que les modèles de turbulence, calibrés uniquement sur des configurations stationnaires, ne soient pas trop mis en défaut (voir par exemple [78], où un calcul URANS est mené sur une voiture simplifiée en mouvement oscillant).

Nous décrivons ici simplement l'écriture des équations de Navier-Stokes en moyenne de Reynolds, servant de base aux modèles de turbulence existants.

Les équations URANS

Nous nous intéressons dans toute la suite aux écoulements incompressibles et isothermes, c'est-à-dire à masse volumique constante. Nous reviendrons par la suite sur cette dernière hypothèse lorsque nous aborderons les écoulements multiphasés. La décomposition des variables en une partie moyennée et une partie fluctuante permet d'obtenir les équations suivantes :

NOTATIONS :

$$\vec{U} = \vec{\bar{U}} + \vec{u} \quad P = \bar{P} + p$$

où \vec{U} et \bar{P} sont respectivement les valeurs moyennées de la vitesse et de la pression et où \vec{u} et p les parties fluctuantes de la vitesse et de la pression.

CONSERVATION DE LA MASSE :

$$\text{div}(\vec{U}) = 0 \quad (3.10)$$

CONSERVATION DE LA QUANTITÉ DE MOUVEMENT :

$$\begin{aligned} \rho \frac{D\vec{U}}{Dt} &= \rho \frac{\partial \vec{U}}{\partial t} + \rho \left[\overrightarrow{\text{grad}}(\vec{U}) \right] \vec{U} = \frac{\partial \rho \vec{U}}{\partial t} + \overrightarrow{\text{div}}(\rho \vec{U} \otimes \vec{U}) \\ &= -\overrightarrow{\text{grad}}(\bar{P}) + \rho \vec{g} + \overrightarrow{\text{div}}(\vec{\sigma} + \vec{\sigma}_t) \end{aligned} \quad (3.11)$$

$$\text{avec } \frac{D.}{Dt} = \frac{\partial.}{\partial t} + \overline{U_m} \frac{\partial.}{\partial x_m} \quad \text{et} \quad \vec{\sigma}_t \Big|_{ij} = -\rho \overline{u_i u_j} = -\rho \tau_{ij},$$

où $\vec{\sigma}_t$ est le tenseur des contraintes de Reynolds et τ_{ij} le tenseur des contraintes spécifiques de Reynolds.

Les équations RANSE revêtent une forme identique aux lois de conservation exprimant l'évolution instantanée des variables, mis à part l'apparition du tenseur de contraintes de Reynolds ($\vec{\sigma}_t$) dans le bilan de quantité de mouvement moyenné (3.11). Celui-ci représente l'influence des fluctuations de vitesse sur l'écoulement moyen. Nous pouvons montrer que celui-ci vérifie l'équation suivante :

$$\frac{D\tau_{ij}}{Dt} = \frac{D\overline{u_i u_j}}{Dt} = \underbrace{\mathcal{P}_{ij}}_{\text{production}} + \underbrace{\Phi_{ij}}_{\text{corrélation pression/taux de déformation}} - \underbrace{\mathcal{E}_{ij}}_{\text{(pseudo-)dissipation}} + \underbrace{\mathcal{D}_{ij}}_{\text{diffusion}} \quad (3.12)$$

avec

$$\begin{aligned} \mathcal{P}_{ij} &= -\left(\overline{u_i u_k} \overline{U_{j,k}} + \overline{u_j u_k} \overline{U_{i,k}} \right) \\ \Phi_{ij} &= \frac{1}{\rho} \overline{p(u_{i,j} + u_{j,i})} \\ \mathcal{E}_{ij} &= 2\nu \overline{u_{i,k} u_{j,k}}, \quad \nu : \text{viscosité cinématique} \\ \mathcal{D}_{ij} &= \left[-\overline{u_i u_j u_k} - \frac{1}{\rho} (\overline{u_i p} \delta_{jk} + \overline{u_j p} \delta_{ik}) + \nu (\overline{u_i u_j})_{,k} \right]_{,k} \end{aligned} \quad (3.13)$$

L'ensemble du système d'équations (3.10),(3.11),(3.12),(3.13) est strictement équivalent à celui des équations de Navier-Stokes instantanées. Nous sommes confrontés ici à un problème de fermeture, qui doit être résolu en construisant des modèles plus ou moins simples, soit pour les termes intervenant dans l'équation (3.12), soit en modélisant directement le tenseur d'ordre 2, à l'aide de variables intermédiaires. Nous trouvons dans la littérature différentes classes de modèles, allant des modèles algébriques à 0 équation jusqu'à la fermeture du second ordre où chaque composante du tenseur est résolu. Ces derniers contiennent par construction le plus de physique. Mais

étant donné le grand nombre de variables à résoudre, l'utilisation de ce type de modèle [51, 52] s'avère très coûteux et peu robuste. Un peu moins raffinés mais beaucoup plus robustes, les modèles de fermeture à deux équations sont à l'heure actuelle les modèles les plus répandus, car ils présentent un bon compromis entre précision et temps de calcul.

Les simulations décrites dans ce manuscrit utilisent un seul et même modèle de turbulence - pour celles nécessitant un modèle de turbulence - et il s'agit du modèle $k - \omega$ SST de Menter. S'appuyant sur l'hypothèse de Boussinesq qui suppose un comportement analogue de la turbulence à celui d'un fluide newtonien et donc une relation linéaire entre le tenseur des contraintes de Reynolds et le tenseur des taux de déformation \underline{S} , les modèles $k - \omega$ sont basés sur la résolution de l'énergie cinétique turbulente, ainsi que d'une variable ω caractérisant une fréquence caractéristique de la turbulence pour évaluer la viscosité turbulente μ_t . Nous ne détaillerons pas davantage ce modèle et le lecteur est invité à se reporter à la publication originale de Menter [128].

3.2.2 Modélisation d'écoulements à surface libre

La technique est basée sur une méthode de capture sans reconstruction d'interface [173, 10]. Les phases non-miscibles (l'eau et l'air pour les écoulements à surface libre) sont vues comme un fluide unique dont les propriétés varient avec la fraction volumique c (aussi notée c_i).

Dans chaque cellule du domaine de calcul, cette variable cellulaire détermine la proportion de la phase i présente. Chaque fluide i possédant les propriétés physiques ρ_i et μ_i , nous considérons que le fluide dans une cellule a pour caractéristique globale :

$$1 = \sum_i c_i, \quad \rho = \sum_i c_i \rho_i \quad \text{et} \quad \mu = \sum_i c_i \mu_i \quad (3.14)$$

Dans cette section, nous notons respectivement c_l et c_a les fractions volumiques de l'eau et de l'air. Comme $c_l + c_a = 1$, nous ne résolvons que l'une des variables, en l'occurrence c_l , nous en déduisons alors par dérivation l'équation (3.15) (d/dt dérivée matérielle) :

$$\frac{dc_l}{dt} + \frac{dc_a}{dt} = 0. \quad (3.15)$$

De plus, la conservation de la masse pour chacun des composants permet d'écrire les équations (3.16)

$$\frac{\partial \rho_l c_l}{\partial t} + \text{div}(\rho_l c_l \vec{U}) = 0, \quad \frac{\partial \rho_a c_a}{\partial t} + \text{div}(\rho_a c_a \vec{U}) = 0. \quad (3.16)$$

ρ_l et ρ_a étant considérés constants dans l'approche poursuivie, nous en déduisons en utilisant la relation (3.17) que la conservation de la masse se ramène au système d'équations (3.18).

$$\frac{db}{dt} + b \text{div}(\vec{U}) = \frac{\partial b}{\partial t} + \text{div}(b \vec{U}). \quad (3.17)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial c_l}{\partial t} + \text{div}(c_l \vec{U}) &= 0, \\ \text{div}(\vec{U}) &= 0. \end{aligned} \quad (3.18)$$

L'écoulement associé à ce fluide de caractéristiques physiques variables via la fonction c_l reste isovolume. Le traitement numérique des écoulements à surface libre n'est donc pas fondamentalement affecté par rapport à un écoulement mono-fluide. Les deux modifications majeures sont :

- la résolution de l'équation de transport pour c_l ,
- le calcul des caractéristiques du fluide (masse volumique et viscosité) qui sont désormais locales.

Cette approche est considérablement plus souple qu'une méthode de suivi de surface. Le phénomène de déferlement peut notamment être appréhendé. Néanmoins, la discrétisation de l'équation de transport de la fraction volumique nécessite l'utilisation de schémas numériques sophistiqués. Ils doivent en particulier assurer le caractère borné des reconstructions et posséder des propriétés compressives pour être en mesure de transporter des discontinuités. Enfin, ces schémas doivent être les plus précis possible pour limiter la diffusion de l'interface et permettre une représentation fine de celle-ci (voir section 3.2.3.6).

3.2.3 Discrétisation des équations

La formulation ALE des lois de bilan (3.7),(3.8),(3.9) particularisés aux écoulements turbulents à surface libre en utilisant les modèles décrits dans les sections 3.2.1 et 3.2.2 permettent d'obtenir le système suivant formé des équations (3.19) à (3.25) sur un volume de contrôle \mathcal{V} délimité par une surface \mathcal{S} se déplaçant à la vitesse \vec{U}_d et ayant \vec{n} pour vecteur normal unitaire sortant :

- Loi de conservation géométrique

$$\frac{\delta}{\delta t} \iiint_{\mathcal{V}} dv - \iint_{\mathcal{S}} \vec{U}_d \cdot \vec{n} dS = 0, \quad (3.19)$$

- Equation de transport pour l'énergie cinétique turbulente k et pour la fréquence turbulente ω sous la forme générique d'une variable Q :

$$\begin{aligned} \frac{\delta}{\delta t} \iiint_{\mathcal{V}} \rho Q dv + \iint_{\mathcal{S}} \rho Q [(\vec{U} - \vec{U}_d) \cdot \vec{n}] dS &= \iiint_{\mathcal{V}} \mathcal{P}_Q dv - \iiint_{\mathcal{V}} \mathcal{D}_Q dv \\ &+ \iint_{\mathcal{S}} \Gamma_Q \overrightarrow{\text{grad}}(Q) \cdot \vec{n} dS, \end{aligned} \quad (3.20)$$

où \mathcal{P}_Q et \mathcal{D}_Q représentent respectivement les termes de production et de diffusion, et Γ_Q est un coefficient de diffusion.

- Loi constitutive pour le tenseur des contraintes de Reynolds (exemple du cas de l'hypothèse de Boussinesq) :

$$\vec{\sigma}_t = 2\mu_t \vec{D} - \frac{2}{3}k \vec{I} \quad , \quad \vec{D} = \frac{1}{2} \left(\overrightarrow{\text{grad}}(U) + \overrightarrow{\text{grad}}^T(U) \right), \quad (3.21)$$

- Equation de transport pour la fraction volumique c_l ;

$$\frac{\delta}{\delta t} \iiint_{\mathcal{V}} c_l dv + \iint_{\mathcal{S}} c_l (\vec{U} - \vec{U}_d) \cdot \vec{n} dS = 0, \quad (3.22)$$

- Lois constitutives pour la masse volumique et la viscosité dynamique :

$$\rho = c_l \rho_l + (1 - c_l) \rho_a, \quad \mu = c_l \mu_l + (1 - c_l) \mu_a, \quad (3.23)$$

— Conservation de la quantité de mouvement :

$$\begin{aligned} \frac{\delta}{\delta t} \iiint_{\mathcal{V}} \rho \vec{U} dv + \iint_S \rho \vec{U} [(\vec{U} - \vec{U}_d) \cdot \vec{n}] dS = \iiint_{\mathcal{V}} -\overrightarrow{\text{grad}}(P) + \rho \vec{g} dv \\ + \iint_S 2(\mu + \mu_t) \mathbb{D} \cdot \vec{n} dS, \end{aligned} \quad (3.24)$$

— Conservation de la masse \rightarrow équation de pression (cf. 3.2.4.1) :

$$\iint_S (\vec{U} \cdot \vec{n}) dS = 0, \quad (3.25)$$

3.2.3.1 Localisation des variables, topologie des volumes de contrôle et métriques

La méthode utilisée dans le solveur *ISIS-CFD* repose sur une discrétisation Volumes-Finis où toutes les variables sont positionnées aux centres des volumes de contrôle (*collocated cell-centered arrangement*). Aucune hypothèse n'est faite sur la topologie de ces volumes. En particulier, ils possèdent un nombre quelconque de faces, et chaque face possède un nombre quelconque de nœuds. Cela permet de tirer profit du caractère non-structuré des maillages pour gérer des géométries complexes et pour le raffinement automatique de maillage [82, 178, 179]. Les intégrales sur la surface du volume de contrôle obtenues par les théorèmes de Gauss et de Green-Ostrogradsky peuvent donc être calculées par une sommation des contributions sur chacune des faces f composant le volume \mathcal{V} (cf. équation (3.26)).

$$\iint_S \vec{q} \cdot \vec{n} dS = \iint_S \vec{q} \cdot \vec{dS} = \sum_{\text{faces } f} \iint_f \vec{q} \cdot \vec{dS}. \quad (3.26)$$

Le principe de conservativité de la méthode Volumes-Finis fait que ces flux peuvent être calculés par une unique boucle sur les faces. Une redistribution sur les deux cellules de part et d'autre de la face est ensuite opérée à la volée, ce qui permet de compléter la discrétisation des termes surfaciques. Une boucle sur les volumes est ensuite effectuée pour traiter les termes volumiques.

Les intégrales de volume sont évaluées selon des approximations précises à l'ordre 2 correspondant à l'intégration d'un polynôme linéaire sur ces éléments. Elles nécessitent la valeur de l'intégrant calculée aux centres des cellules. Par exemple, si nous considérons deux fonctions $f(\vec{x}, t)$ et $g(\vec{x}, t)$, la discrétisation du terme volumique fg sur la cellule \mathcal{V} de volume V et de centre C_c s'écrit :

$$\iiint_{\mathcal{V}} fg dv \approx f_{C_c} g_{C_c} V. \quad (3.27)$$

Pour les intégrales de surface, une approximation au second ordre est obtenue en évaluant l'intégrale sur chaque face f comme la valeur de l'intégrant évalué au centre de la face multipliée par le vecteur face \vec{S}_f , comme le montre les exemples ci-dessous :

$$\iint_f q \vec{dS} \approx q_f \vec{S}_f \quad \text{avec} \quad \vec{S}_f = \iint_f \vec{dS}, \quad (3.28)$$

$$\iint_f q \vec{U} \cdot \vec{dS} \approx q_f \mathcal{F}_{Vit} \quad \text{avec} \quad \mathcal{F}_{Vit} = \iint_f \vec{U} \cdot \vec{dS}. \quad (3.29)$$

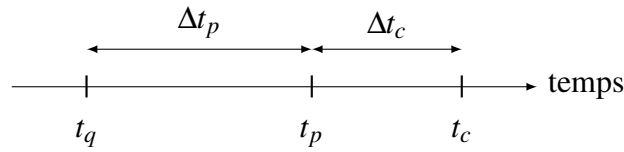


FIGURE 3.1 – Définition des pas de temps

Les discrétisations des différents termes nécessitent le calcul des volumes, des centres de volumes, des centres de faces et des vecteurs faces. Dès lors que les faces possèdent plus de 3 nœuds, la définition de ces éléments n'est pas aussi triviale que cela peut paraître, et nécessite un traitement particulier, notamment pour le calcul des centres de volumes.

3.2.3.2 Discrétisation temporelle

Pour les calculs instationnaires, le solveur s'appuie sur un schéma d'Euler implicite d'ordre 2. Il se base sur les solutions connues des deux pas de temps antérieurs, noté t_q et t_p , l'indice c faisant référence à l'instant courant de calcul (cf. Figure 3.1).

Les dérivées temporelles sont alors évaluées l'approximation suivante :

$$\frac{\delta A}{\delta t} \cong e^c A^c + e^p A^p + e^q A^q, \quad (3.30)$$

avec

$$e^c = \frac{2\Delta t_c + \Delta t_p}{\Delta t_c(\Delta t_p + \Delta t_c)}, \quad e^p = -\frac{\Delta t_c + \Delta t_p}{\Delta t_c \Delta t_p} \quad \text{et} \quad e^q = \frac{\Delta t_c}{\Delta t_p(\Delta t_c + \Delta t_p)}.$$

Remarque : ces coefficients temporels seront notés indifféremment e^c , e^p , e^q ou e_c , e_p , e_q .

Notons que les pas de temps ne sont pas forcément uniformes. Cette propriété est principalement utilisée pour les écoulements à surface libre qui nécessitent une approche instationnaire et des schémas de discrétisation de la fraction volumique qui dépendent du nombre de Courant C_o . Nous pouvons alors utiliser une loi de pas de temps adaptative, mise en place par Leroyer [111], qui permet de travailler à nombre de Courant constant tout au long de la simulation.

Pour des configurations à surface libre stationnaires, la méthode de capture d'interface nécessite tout de même l'utilisation d'une approche instationnaire. Cependant, dans ce cas, le schéma Euler implicite d'ordre 1 est utilisé puisque l'objectif est de tendre vers une solution stationnaire.

3.2.3.3 Flux de vitesse de déplacement du maillage et loi de conservation géométrique

Les configurations d'interaction fluide-structure font intervenir dans le cadre d'une formulation ALE une déformation et/ou un déplacement des nœuds du maillage fluide, puisque le maillage s'appuie toujours sur la surface des corps. Le calcul des flux de vitesse de déplacement du maillage est alors requis, et doit satisfaire la loi de conservation géométrique. Celle-ci est vérifiée exactement au niveau discret, en évaluant de manière adéquat les mouvements des faces au cours du temps. L'évaluation est réalisée séparément pour les mouvements en bloc et pour les déformations de maillage [111].

3.2.3.4 Traitement des équations de transport

Le code *ISIS-CFD* utilise une approche découplée dans lequel chaque équation est résolue séparément en utilisant les valeurs des autres variables de l'itération précédente. La convergence de ce système d'équations couplées et non-linéaires se fait au sein d'une boucle appelée *boucle non-linéaire*.

Pour traiter le bilan intégral d'une équation de transport d'une variable générique Q telle que définie par l'équation (3.20), la méthode Volumes-Finis utilisée évalue les intégrales de volumes et les intégrales de surfaces en utilisant les approximations (3.27), (3.28) et (3.29) précises à l'ordre 2 présentées dans la section 3.2.3.1. En particulier, les intégrales de surface nécessitent la reconstruction de la valeur aux faces pour le calcul des différents flux, en utilisant des schémas numériques que nous allons détailler ci-après.

Pour une cellule \mathcal{V} de centre C et de volume V délimitée par un nombre quelconque de faces f , cela se traduit par la forme semi-discrète suivante :

$$\begin{aligned} \frac{\delta}{\delta\tau}(\rho_C Q_C V) + \frac{\delta}{\delta t}(\rho_C Q_C V) + \sum_{\text{faces } f} \rho_f Q_f (\mathcal{F}_{Vit} - \mathcal{F}_{Vdep}) = \mathcal{P}_{Q_C} V - \mathcal{D}_{Q_C} V \\ + \sum_{\text{faces } f} \Gamma_{Q_f} \overrightarrow{\text{grad}}_f Q \cdot \overrightarrow{S}_f. \end{aligned} \quad (3.31)$$

ρ_C et ρ_f sont calculés respectivement en fonction de la fraction volumique pour l'eau au centre de la cellule $c_l|_C$ et de la valeur reconstruite par le schéma de la fraction volumique au centre de la face $c_l|_f$. \mathcal{F}_{Vit} et \mathcal{F}_{Vdep} proviennent respectivement de la résolution de l'équation de pression à l'itération précédente et de la loi de conservation géométrique. La partie des différents termes de production, destruction et diffusion dépendantes de la variable Q sont linéarisés et implicités pour autant que cela favorise la dominance diagonale du système.

Les dérivées temporelles sont évaluées par l'approximation décrite à la section 3.2.3.2. Par ailleurs, le premier terme du membre de gauche de l'équation 3.31 correspond au terme pseudo-stationnaire introduit pour permettre le traitement de problèmes stationnaires en stabilisant le processus de résolution. La dérivée correspondante est évaluée par :

$$\frac{\delta A}{\delta\tau} = \frac{A^i - A^{i0}}{\Delta\tau} \quad (3.32)$$

où A^{i0} est l'estimation précédente de la quantité A^i , du point de vue du processus itératif non-linéaire (c'est-à-dire le champ linéarisé de la méthode de Picard).

3.2.3.5 Reconstruction centrée sur les faces

Pour que la discrétisation soit effectivement d'ordre 2, il est nécessaire que la reconstruction sur les faces ait la même précision. Dans le cadre de maillages non-structurés avec des volumes de contrôle quelconques, il est complexe de connaître en un point des informations provenant de points spatialement éloignés. Pour la reconstruction des quantités sur une face, les approximations font uniquement intervenir les quantités et leurs gradients dans les deux cellules liées à la face considérée (cf. Figure 3.2 page suivante).

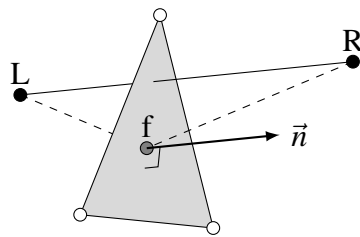


FIGURE 3.2 – Description du voisinage d’une face

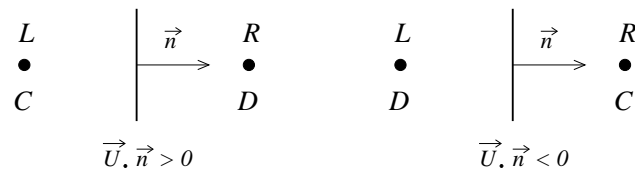


FIGURE 3.3 – Définition des cellules C et D en fonction du flux de vitesse au travers de la face

A l’exception des termes de convection et des flux de masse, les grandeurs au centre d’une face sont reconstruites par approximations centrées, reposant sur des interpolations linéaires entre les centres des cellules et de la face. Nous ne décrivons pas les techniques utilisées pour la reconstruction d’une grandeur générique Q , ainsi que son gradient dans la direction normale à la face, nécessaire pour les termes diffusifs. Ces informations sont détaillées dans l’article de Queutey et Visonneau [146].

3.2.3.6 Reconstructions décentrées sur les faces : schémas de convection

Pour éviter l’apparition d’oscillations non-physiques dans la solution et renforcer la stabilité du schéma numérique, des reconstructions décentrées sont utilisées pour traiter les termes de convection. L’effet directionnel de ces schémas a pour but de respecter et de prendre en compte la propriété fondamentale de l’écoulement, à savoir son sens. L’ordre de précision de ces reconstructions est compris entre 1 et 2, mais ne peut pas être spécifié de manière générale puisqu’il dépend du maillage utilisé et de la nature physique du problème traité.

3.2.3.6.1 Schéma décentré amont

Le schéma décentré amont (*Upwind Differencing Scheme*, UDS), d’ordre 1, prend en compte le sens de l’écoulement en retenant comme quantité au centre de la face, la variable située en amont par rapport au flux de vitesse à travers la face, c’est-à-dire la valeur en C (cf. Figure 3.3). Très simple à mettre en œuvre et inconditionnellement stable, ce schéma est aussi très diffusif et demande donc des maillages très fins pour obtenir des solutions précises.

3.2.3.6.2 Augmentation de la précision par diverses méthodes

Des méthodes assez simples, par exemple la correction de défaut (*deferred correction*) et la mise en place de schémas hybrides, permettent d’augmenter la précision d’un schéma de base comme UDS. Nous ne détaillons pas ces méthodes car nous ne en servons pas pour la suite et le lecteur pourra trouver des détails dans [62]. Les défauts de ces méthodes sont le manque de stabilité pour la première et la perte du caractère borné de la reconstruction pour la seconde.

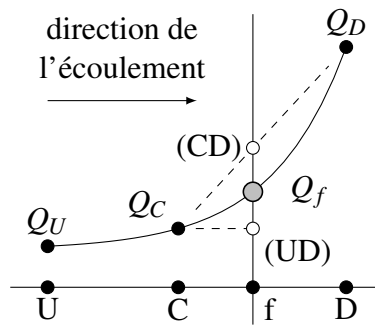


FIGURE 3.4 – Variation de Q dans la direction de l'écoulement

3.2.3.6.3 Du schéma GDS au schéma BICS

Les schémas présentés ci-dessous reposent sur une analyse en terme de variables normalisées (*Normalized Variable Diagram*, NVD) [110, 94]. Nous supposons connaître la valeur de la quantité générique Q en trois points, U , C et D positionnés selon la direction de convection. Nous cherchons à reconstruire la quantité sur une face f située entre C et D (cf. Figure 3.4). Nous définissons le système de variables normalisées par la relation (3.33) :

$$\tilde{Q} = \frac{Q - Q_U}{Q_D - Q_U} \quad (3.33)$$

Les schémas utilisés proposent une reconstruction s'appuyant sur ces trois points, de la forme $\tilde{Q}_f = \text{fonction}(\tilde{Q}_C)$. De manière à établir une reconstruction sur la face décentrée et préservant le caractère borné, les schémas doivent vérifier les contraintes suivantes sur \tilde{Q}_f :

- $\tilde{Q}_f = \tilde{Q}_C$, pour $\tilde{Q}_C \in]-\infty, 0[\cup]1, +\infty[$,
- $\tilde{Q}_C \leq \tilde{Q}_f \leq 1$ pour $\tilde{Q}_C \in [0, 1]$.

Ces conditions sont vérifiées dans la zone grisée sur la Figure 3.5(a). Nous constatons que le schéma décentré amont du premier ordre (UDS) satisfait juste ces conditions, tandis que les schémas centré (*Central Differencing Scheme* (CDS)) et décentré aval (*Downwind Differencing Scheme* (DDS)) ne respectent pas ces critères dans le domaine $\tilde{Q}_C \in]-\infty, 0[\cup]1, +\infty[$ (cf. Figure 3.5(b)).

Pour appliquer cette approche à un environnement multi-dimensionnel non-structuré, certains

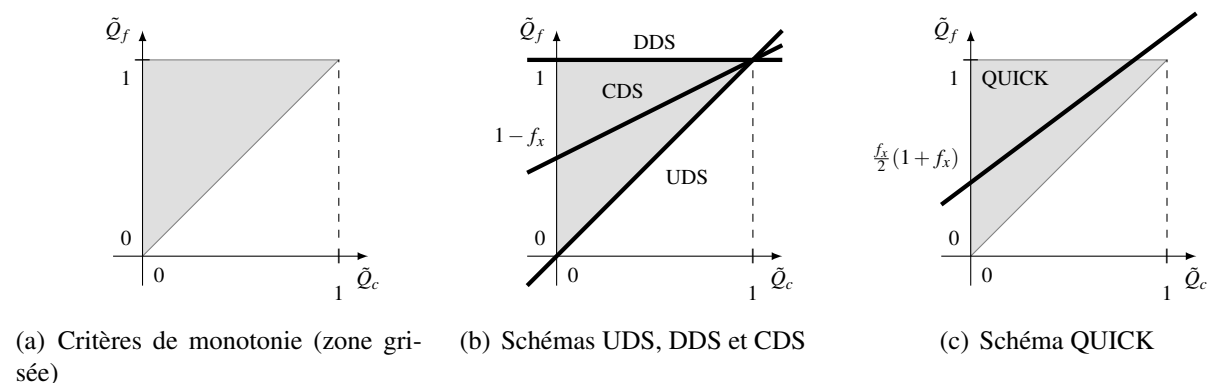


FIGURE 3.5 – Diagrammes NVD : critère de monotonie, schémas élémentaires et QUICK

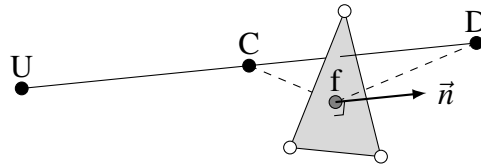


FIGURE 3.6 – Construction du point imaginaire U

aménagements doivent être mis en œuvre. Le point U étant inconnu, Jasak propose dans [94] d'évaluer la quantité Q_U par projection du gradient dans la direction \overrightarrow{CD} (cf. Figure 3.6) :

$$Q_U = Q_C - \overrightarrow{CU} \cdot \overrightarrow{\text{grad}}(Q)|_C \quad \text{avec} \quad \overrightarrow{CU} \triangleq -\overrightarrow{CD}. \quad (3.34)$$

En considérant cette nouvelle définition, la variable normalisée en C s'évalue par :

$$\tilde{Q}_C = 1 - \frac{Q_D - Q_C}{2\overrightarrow{\text{grad}}(Q)|_C \cdot \overrightarrow{CD}} \quad (3.35)$$

Cette définition étant mal posée lorsque la quantité Q est constante sur le domaine, certaines règles sont ajoutées.

Le schéma *Gamma Differencing Scheme* (GDS) ([94]) propose d'établir une transition continue entre UDS et CDS (plus précis) sur l'intervalle $0 < \tilde{Q}_C < 1$. Pour des valeurs faibles de \tilde{Q}_C , il faut « rattrapper » l'écart entre le schéma centré et le schéma décentré. Cette transition est effectuée sur l'intervalle $[0, \beta_m]$. Dans *ISIS-CFD*, la valeur par défaut de β_m est 0.1.

$$\begin{cases} \tilde{Q}_C = 0 & \Rightarrow \gamma = 0 & \text{Schéma UDS} \\ \tilde{Q}_C = \beta_m & \Rightarrow \gamma = 1 & \text{Schéma CDS} \end{cases}$$

Le schéma GDS retient finalement une variation linéaire pour le coefficient de transition (3.36), ce qui conduit à une représentation NVD exposée par la Figure 3.7(a) page suivante.

$$\gamma = \frac{1}{\beta_m} \tilde{Q}_C \quad (3.36)$$

En définitive, les caractéristiques du schéma de reconstruction sont résumées dans le Tableau 3.1 page 82, incluant le facteur d'interpolation f_x , pris à la valeur $\frac{1}{2}$ pour les figures :

$$f_x = \frac{\|\overrightarrow{fD}\|}{\|\overrightarrow{CD}\|} \quad (3.37)$$

Beaucoup d'autres schémas ont été développés à partir de la formulation NVD. Dans le code *ISIS-CFD*, le schéma AVLSMART [145, 135, 43] a été implémenté et est utilisé par défaut pour les équations de la turbulence. Sa définition se base sur le schéma du troisième ordre QUICK et elle est donnée dans le Tableau 3.1 page 82. Le schéma est représenté sur la Figure 3.7(b) page suivante.

Les schémas précédemment décrits n'ont pas la propriété de maintenir une variation brusque d'un champ, par exemple la discontinuité sur la fraction volumique c , car ils sont trop diffusifs.

Des schémas spécifiques avec des propriétés compressives ont donc été spécifiquement développés pour la capture d'interface, en introduisant du décentrement aval (DDS) qui permet ainsi d'accroître le caractère compressif. C'est notamment le cas du schéma nommé *Inter-Gamma Differencing Scheme* (IGDS) [93] représenté en Figure 3.7(c).

Le principal inconvénient de ces schémas (comme tous ceux ayant des propriétés compressives) concerne la limitation en nombre de Courant ($C_o < 0.3$). Pour les utiliser dans des simulations comportant des zones où $C_o > 0.3$, Muzaferija et Perić ont apporté des modifications dégradant le schéma vers un schéma classique UDS lorsque les nombres de Courant deviennent trop élevés ([133]). Le même type de modification a été opérées entre le schéma IGDS et le schéma GDS en utilisant une fonction de transition dépendante du nombre de Courant pour donner lieu au schéma *Blended Interface-Capturing Scheme* (BICS), représenté Figure 3.8(a) page ci-contre pour une valeur donnée de C_o . Sur cette figure, le point blanc à $\tilde{Q}_C = \beta$ représente le point de rencontre entre les deux zones : pour $\tilde{Q}_C \leq \beta$, une évolution quadratique est retenue conformément au schéma GDS, et pour $\tilde{Q}_C \geq \beta$ une variation linéaire est imposée. La valeur de β dépend du nombre de Courant : pour de faibles nombres de Courant, le point de rencontre tend vers le point noir de droite (IGDS) tandis que pour de forts nombres de Courant, le point de rencontre tend vers le point noir de gauche (GDS). Plus précisément, nous utilisons le nombre de Courant pour définir la pente p de la partie linéaire de droite dans le diagramme NVD (3.38).

$$p(Co) = \alpha_p(Co) p_{IGDS} + (1 - \alpha_p(Co)) p_{GDS}, \quad (3.38a)$$

$$\text{avec } \alpha_p(Co) = 1 \quad \text{pour } Co \leq 0.3,$$

$$\alpha_p(Co) = \frac{Co - 0.3}{e^{(Co-0.3)} - 1} \quad \text{pour } Co > 0.3, \quad (3.38b)$$

$$\text{et } p_{GDS} = f_x, \quad p_{IGDS} = 0. \quad (3.38c)$$

En ce qui concerne β , abscisse du point de rencontre entre les deux zones, nous utilisons une relation linéaire par rapport à p :

$$\beta(p) = a_0 + a_1 \cdot p(Co), \quad (3.39a)$$

$$\text{avec } a_1 = \frac{\beta_{GDS} - \beta_{IGDS}}{p_{GDS} - p_{IGDS}}, \quad a_0 = \beta_{IGDS} - a_1 \cdot p_{IGDS}, \quad (3.39b)$$

$$\text{avec } \beta_{GDS} = 0.1, \quad \beta_{IGDS} = 0.5. \quad (3.39c)$$

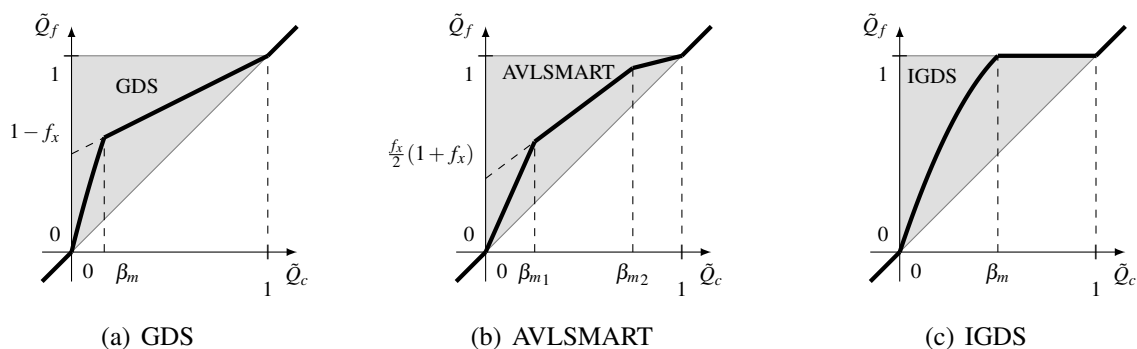
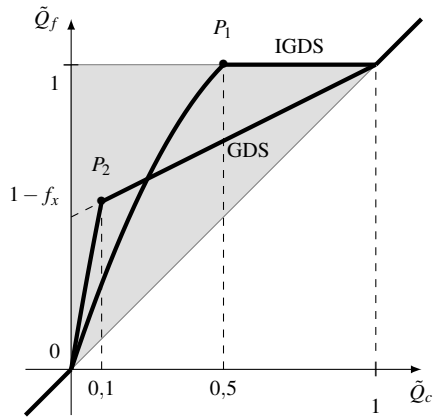
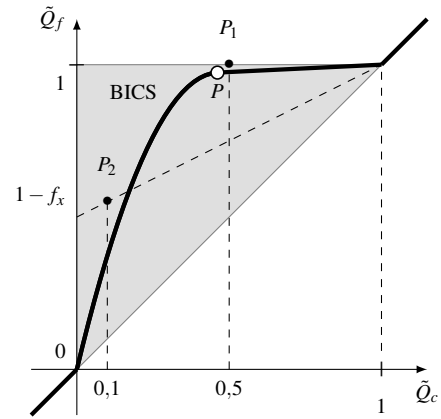


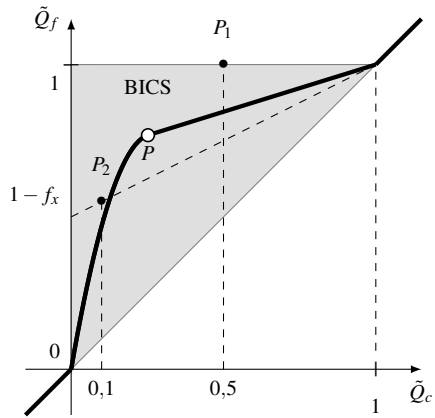
FIGURE 3.7 – Diagrammes NVD : schémas (a) GDS, (b) AVLSMART et (c) IGDS



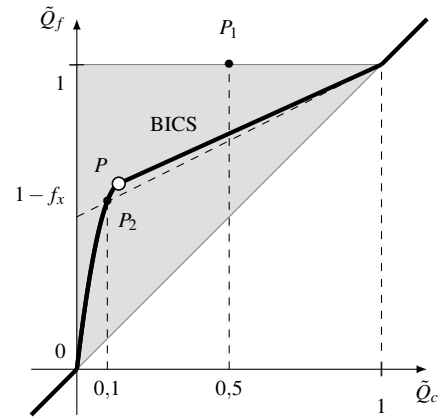
(a) BICS comme mélange de GDS et IGDS



(b) BICS avec $C_o = 0,5$



(c) BICS avec $C_o = 2$



(d) BICS avec $C_o = 4$

FIGURE 3.8 – Diagramme NVD du schéma BICS pour plusieurs nombres de Courant

schéma	\tilde{Q}_C	\tilde{Q}_f	note
UDS	$] -\infty, +\infty[$	\tilde{Q}_C	-
DDS	$] -\infty, +\infty[$	1	-
CDS	$] -\infty, +\infty[$	$f_x \tilde{Q}_C + 1 - f_x$	-
QUICK	$] -\infty, +\infty[$	$(1 - f_x^2) \tilde{Q}_C + \frac{f_x}{2} (1 + f_x)$	-
GDS	$] -\infty, 0[$	\tilde{Q}_C	\equiv UDS
	$] 0, \beta_m[$	$\gamma [f_x \tilde{Q}_C + 1 - f_x] + (1 - \gamma) \tilde{Q}_C$	UDS vers CDS
	$[\beta_m, 1[$	$f_x \tilde{Q}_C + 1 - f_x$	\equiv CDS
	$] 1, +\infty[$	\tilde{Q}_C	\equiv UDS
AVLSMART	$] -\infty, 0[$	\tilde{Q}_C	\equiv UDS
	$] 0, \beta_{m1}[$	$\left[1 - f_x^2 + \frac{f_x}{2 \beta_{m1}} (1 + f_x) \right] \tilde{Q}_C$	UDS vers QUICK
	$[\beta_{m1}, \beta_{m2}[$	$(1 - f_x^2) \tilde{Q}_C + \frac{f_x}{2} (1 + f_x)$	\equiv QUICK
	$[\beta_{m2}, 1[$	$\frac{1}{\beta_{m2} - 1} \left\{ \left[(1 - f_x^2) \beta_{m2} + \frac{f_x}{2} (1 + f_x) - 1 \right] \tilde{Q}_C + f_x^2 \left(\beta_{m2} - \frac{1}{2} \right) - \frac{f_x}{2} \right\}$	QUICK vers UDS
	$] 1, +\infty[$	\tilde{Q}_C	\equiv UDS
IGDS	$] -\infty, 0[$	\tilde{Q}_C	\equiv UDS
	$] 0, \beta_m[$	$\gamma + (1 - \gamma) \tilde{Q}_C$	UDS vers CDS
	$[\beta_m, 1[$	1	\equiv DDS
	$] 1, +\infty[$	\tilde{Q}_C	\equiv UDS
BICS	$] -\infty, 0[$	\tilde{Q}_C	\equiv UDS
	$] 0, \beta_m[$	$\frac{p-1}{\beta_{m2}} \tilde{Q}_C^2 + \left(p + \frac{2/(1-p)}{\beta_m} \right) \tilde{Q}_C$	transition quadratique (comme GDS)
	$[\beta_m, 1[$	$p \tilde{Q}_C + 1 - p$	linéaire vers DDS
	$] 1, +\infty[$	\tilde{Q}_C	\equiv UDS

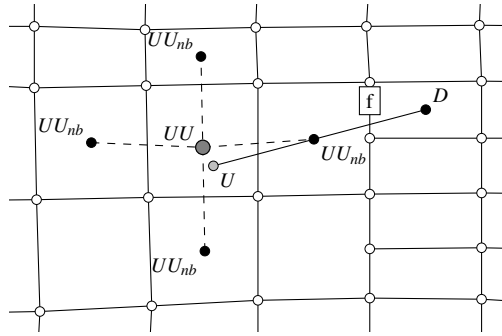
Tableau 3.1 – Définition de quelques schémas en formulation NVD

Le Tableau 3.1 résume les caractéristiques du schéma BICS. Une illustration de son comportement en fonction de C_o est donnée sur la Figure 3.8 page précédente.

Pour tous les schémas compressifs, un traitement spécifique est appliquée lorsque l'interface n'est pas parallèle à la face considérée. Dans ce cas, trop de compressivité doit être évitée, car cela génère des oscillation numériques. Ainsi, une correction d'angle est appliquée, de telle sorte que la discrétisation dépend de l'angle θ_f entre la normale à l'interface et la normale à la face. Un traitement similaire à celui présenté dans [133] est appliquée.

3.2.3.6.4 Evolution de BICS vers BRICS

Pour pallier aux problèmes de convergence (en particulier pour les calculs cavitants), il a fallu reconsidérer la façon de calculer la valeur du point U . En effet, pour un champ discontinu comme c , le gradient n'est pas une grandeur bien définie à proximité de la surface libre. Ainsi, la valeur reconstruite de c en U est fréquemment en dehors de l'intervale physique $[0, 1]$. Une procédure spécifique de l'évaluation de la quantité au point U par une interpolation d'un voisinage du point U a été testée, évitant le recours au gradient de c . Celle-ci a été implémentée par Dauby [45] lors


 FIGURE 3.9 – Recherche de la cellule UU contenant le point géométrique U

de sa thèse sur les écoulements cavitants dans le schéma GDS.

Par la suite, cette méthode de reconstruction a été parallélisée et adaptée au schéma BICS notamment pour donner le schéma *Blended Reconstructed Interface-Capturing Scheme* (BRICS) [180]. Elle est basée en premier lieu par un algorithme de recherche rapide pour identifier la cellule UU contenant géométriquement le point U (cf. Figure 3.9). Les cellules UU sont donc pré-calculées pour toutes les faces et remises à jour dès que nécessaire.

Une fois la cellule contenant le point géométrique U identifiée, la valeur en U est évaluée par une interpolation pondérée par les distances au point U en considérant les valeurs de UU et de son voisinage UU_{nb} :

$$Q_U = \frac{\sum_{N=UU, UU_{nb}} \frac{Q_N}{\|\vec{NU}\|}}{\sum_{N=UU, UU_{nb}} \frac{1}{\|\vec{NU}\|}}. \quad (3.40)$$

Q_f est ensuite calculé en utilisant la même procédure que le schéma BICS. Cette modification permet une diminution significative des occurrences des valeurs non-bornées pour c , ce qui se traduit de meilleures propriétés de convergence et de robustesse dans les calculs.

3.2.4 Algorithme de couplage

Une particularité fondamentale des équations de Navier-Stokes pour un écoulement incompressible est le rôle de la pression. En effet, cette variable apparaît dans l'équation de quantité de mouvement seulement à travers son gradient et est absente dans l'équation de continuité. Un traitement particulier doit donc être mis en œuvre pour obtenir une équation dont la variable est la pression. Ce point est traité dans le paragraphe 3.2.4.1. Puis, l'algorithme permettant d'assurer le couplage vitesse-pression est présenté dans la paragraphe 3.2.4.2.

3.2.4.1 Couplage vitesse-pression : de la contrainte d'incompressibilité à l'équation de pression

L'établissement d'une équation pour la pression repose sur une transformation de l'équation de continuité. Cette idée est à relier au rôle que joue physiquement la pression dans les équations de Navier-Stokes. En effet, il existe une infinité de champs de vitesse qui satisfont les équations de quantité de mouvement. Le gradient de pression va permettre de fixer l'unique solution qui

vérifie également la contrainte d'incompressibilité. Dans l'approche adoptée ici, les flux de vitesse aux interfaces sont reconstruits par une approche pseudo-physique, à partir de la formulation semi-discrétisée du bilan de quantité de mouvement, de manière à faire apparaître les variables de pression. La méthode est basée sur un algorithme de type *Semi-Implicit Method for Pressure-Linked Equations* (SIMPLE) [142, 27, 92] formulé en équation de pression avec une reconstruction des flux inspirée par Rhie & Chow [149]. Elle fait l'objet d'attentions particulières pour la gestion des discontinuités de gradient de pression lié aux discontinuités de densité aux faces, ainsi qu'au traitement des termes pseudo-instationnaires pour avoir une reconstruction des flux de vitesse aux faces qui soit indépendante du pas de temps fictif local.

Remarque : étant donné les applications envisagées par la suite, nous ne développerons ici que la formulation utilisée par défaut dans le code pour les simulations instationnaires.

Pour les écoulements multi-phases incompressibles, les conditions de sauts à travers une interface se déplaçant avec le fluide sont détaillées dans [97]. La méthode présentée ici est basée sur l'hypothèse d'une discontinuité hydrostatique pour la pression et de continuité du champ de vitesse (les effets visqueux et les effets de tensions superficielles sont supposées négligeables à travers l'interface). Prendre en compte une telle discontinuité revient à écrire les deux conditions suivantes aux faces :

$$[P] = 0, \quad \left[\frac{\overrightarrow{\text{grad}}(P) \cdot \vec{n}}{\rho} \right] = 0 \quad (3.41)$$

En utilisant les développements précédents, notamment 3.2.3.4, l'équation de quantité de mouvement semi-discrétisée en instationnaire prend la forme :

$$\begin{aligned} e^c \rho_C^c \vec{U}_C^c V_C^c + e^p \rho_C^p \vec{U}_C^p V_C^p + e^q \rho_C^q \vec{U}_C^q V_C^q + \left(\rho_C^c \vec{U}_C^c - \rho_C^{c0} \vec{U}_C^{c0} \right) V_C^c \\ + c_C \vec{U}_C^c + \sum_{nb} c_{nb} \vec{U}_{nb}^c + \vec{S}_C - \rho_C \vec{g} V_C^c + \left(\overrightarrow{\text{grad}}_C P \right) V_C^c = \vec{0} \end{aligned} \quad (3.42)$$

où c_C et c_{nb} sont les coefficients diagonaux et extra-diagonaux traités implicitement, correspondant aux termes de convection et de diffusion. \vec{U}_{nb}^c désignent les variables de vitesse des voisins de la cellule C et V_C^c le volume de la cellule C . \vec{S}_C est le terme source contenant toutes les contributions explicites stationnaires, exceptée la gravité. A partir de cette équation, les variables de vitesse aux centres des cellules (ici C) peuvent s'exprimer de manière compacte par :

$$\vec{U}_C^c = \vec{U}_C - C_{pC} \left(\overrightarrow{\text{grad}}_C P - \rho_C \vec{g} \right) \quad \text{avec} \quad C_{pC} = \frac{1}{c_C/V_C^c + e^c \rho_C^c}. \quad (3.43)$$

Le vecteur \vec{U} appelé pseudo-vitesse est homogène à une vitesse. Il contient les termes implicites extra-diagonaux de convection, diffusion et le termes sources, ainsi que les termes instationnaires (incluant la partie liée pas de temps fictif) :

$$\vec{U}_C = -\frac{C_{pC}}{V_C^c} \left[e^p \rho_C^p \vec{U}_C^p V_C^p + e^q \rho_C^q \vec{U}_C^q V_C^q + \left(\rho_C^c \vec{U}_C^c - \rho_C^{c0} \vec{U}_C^{c0} \right) V_C^c + \sum_{nb} c_{nb} \vec{U}_{nb}^c + \vec{S}_C \right] \quad (3.44)$$

Dans l'esprit de la méthode de Rhie & Chow [149], nous supposons que les vitesses aux interfaces peuvent s'exprimer selon une formule similaire à (3.43). Nous notons par un indice \tilde{f} chaque

quantité ou groupement interpolé linéairement aux faces à partir des quantités disponibles de part et d'autre de la face et par f les quantités rediscrétisées aux centres des faces. La notation *chapeau* pour la masse volumique exprime la reconstruction particulière prenant en compte la discontinuité hydrostatique. Nous avons alors :

$$\vec{U}_{\tilde{f}}^c = \vec{U}_{\tilde{f}} - Cp_{\tilde{f}} \hat{\rho} \left(\frac{\overrightarrow{grad}_f P}{\hat{\rho}} - \vec{g} \right) \quad (3.45)$$

Cette reconstruction est pseudo-physique, dans le mesure où elle est formellement issue de l'équation de quantité de mouvement. Les termes hors gradient de pression sont simplement interpolés à partir des cellules adjacentes, tandis que le gradient de pression est rediscrétisé au centre de la face pour éviter les problèmes de découplage pair-impair.

Remarque : Dans le cas de simulation à surface libre avec une dynamique forte, les termes instantanés ne sont pas moyennés dans \vec{U} et nous modifions la reconstruction de Cp et \vec{U} pour mieux prendre en compte le passage la discontinuité de contact liée à la surface libre et ainsi réduire les sauts de pression lorsque l'interface traverse une face. Ces reconstructions particulières (toujours notées par \tilde{f} ici) sont explicitées par les relations (3.46) et (3.47).

$$Cp_{\tilde{f}} = \frac{1}{[c_C/V_C^c]_{\tilde{f}} + e^c \hat{\rho}^c} \quad (3.46)$$

$$\begin{aligned} \vec{U}_{\tilde{f}} = & -Cp_{\tilde{f}} \left[e^p \frac{\rho_C^p V_C^p}{\rho_C^c V_C^p} \Big|_{\tilde{f}} \mathcal{F}_{Vit}^p + e^q \frac{\rho_C^q V_C^q}{\rho_C^c V_C^c} \Big|_{\tilde{f}} \mathcal{F}_{Vit}^q \right] \\ & - \left\{ \frac{Cp_C}{V_C^c} \left[(\rho_C^c \vec{U}_C^c - \rho_C^{c0} \vec{U}_C^{c0}) V_C^c + \sum_{nb} c_{nb} \vec{U}_{nb}^c + \vec{S}_C \right] \right\}_{\tilde{f}} \end{aligned} \quad (3.47)$$

Quelles que soient les reconstructions utilisées, le flux de vitesse \mathcal{F}_{Vit} à travers une face f est alors évaluée par la relation (3.48).

$$\mathcal{F}_{Vit} = \vec{U}_{\tilde{f}}^c \cdot \vec{S}_f = \vec{U}_{\tilde{f}} \cdot \vec{S}_f + Cp_{\tilde{f}} \hat{\rho} \vec{g} \cdot \vec{S}_f - Cp_{\tilde{f}} \overrightarrow{grad}_f P \cdot \vec{S}_f \quad (3.48)$$

Une équation de pression peut alors être obtenue en introduisant cette reconstruction dans l'équation de continuité (3.25), nous obtenons alors :

$$\sum_{\text{faces } f} Cp_{\tilde{f}} \overrightarrow{grad}_f P \cdot \vec{S}_f = \sum_{\text{faces } f} \left(\vec{U}_f \cdot \vec{S}_f + Cp_{\tilde{f}} \hat{\rho} \vec{g} \cdot \vec{S}_f \right) \quad (3.49)$$

Le flux du gradient de pression à travers une face f est obtenu par une discrétisation centrée comprenant un terme de correction explicite pour rester consistant dans le cas de maillages non-orthogonaux. Par conséquent, la résolution de l'équation de pression assure par construction un flux de vitesse à travers les faces conservatif et à divergence nulle.

3.2.4.2 Algorithme de résolution

Le système d'équations décrits dans la section 3.2.3 fournit, une fois discrétisé, un système d'équations non-linéaires. Celui-ci est résolu par une approche découplée, de type SIMPLE [142, 92]. Dans le cas d'une simulation d'un écoulement turbulent à surface libre ne présentant pas de corps mobile, les principales étapes numérotées de 1 à 12 sont décrites sur la cf. Figure 3.10 page ci-contre.

Ainsi, le couplage vitesse-pression est réalisé en même temps que la résolution des non-linéarités du système à résoudre. L'ensemble des étapes 2 à 10 forme le cœur du solveur fluide et sera noté par la suite *itération (non-linéaire) fluide*, en gardant à l'esprit que cette macro-étape doit être répétée plusieurs fois pour faire converger l'écoulement à un pas de temps donné, même dans le cas sans mouvement ni couplage.

3.2.5 Adaptation automatique de maillage

Depuis 2008, une méthode de raffinement/déraffinement automatique de maillage (*Adaptive Grid Refinement*, AGR) a été développée et implémentée par Wackers [178, 179]. L'objectif est de disposer d'une technique pour résoudre efficacement des écoulements possédant des structures locales intenses et/ou nécessitant la capture d'interface dont leurs positions sont a priori inconnues et/ou évoluant dans le temps. La méthode a été conçue pour être générale : elle est complètement parallèle, permet un raffinement isotrope et directionnel pour limiter la taille des maillages raffinés et le déraffinement des maillages raffinés pour des simulations instationnaires. Le (dé)-raffinement directionnel est une fonctionnalité essentielle, car il permet d'augmenter (diminuer) le rapport d'aspect des cellules dans une direction donnée quand la physique de l'écoulement le justifie. C'est l'unique moyen de concilier un nombre de cellules raisonnable et une résolution suffisante pour capturer des phénomènes souhaités. Un exemple typique qui concerne le raffinement autour d'une surface libre est donné sur la Figure 3.11 page 88 où les lignes courbes représentent les iso-valeurs de la fraction volumique autour de 0,5.

Pour obtenir une flexibilité maximale, la procédure est divisée en trois parties successives : le calcul du critère de raffinement, la décision de (dé)-raffinement et le (dé)-raffinement lui-même. Le calcul du critère est basé sur la définition du critère en tant que métrique, c'est-à-dire une transformation de l'espace qui est indépendante de la taille et de l'orientation des cellules et dont l'application sur le maillage donne une valeur liée à la taille locale souhaitée de chaque cellule par rapport à ce critère. L'application d'un seuil sur chaque cellule dans cet espace modifié permet alors de prendre ou non la décision de raffinement. Cette approche permet l'implémentation de différents types de critère de raffinement ainsi que la combinaison de plusieurs critères. Plusieurs critères sont d'ores et déjà disponibles dans le code, incluant un critère lié à la surface libre et un critère basé sur la matrice hessienne des dérivées secondes de la solution.

3.2.6 Implémentation informatique

L'ensemble du code de calcul *ISIS-CFD* est programmé en Fortran 90. Toutes les méthodes utilisées sont complètement parallélisées pour des systèmes à mémoire distribuée, utilisant la décomposition de domaine et le protocole de communication *Message Passing Interface* (MPI). Un protocole de bibliothèques dynamiques a été mis en place afin de pouvoir utiliser des programmes externes au solveur *ISIS-CFD* à l'exécution du code, par exemple pour appliquer des efforts ex-

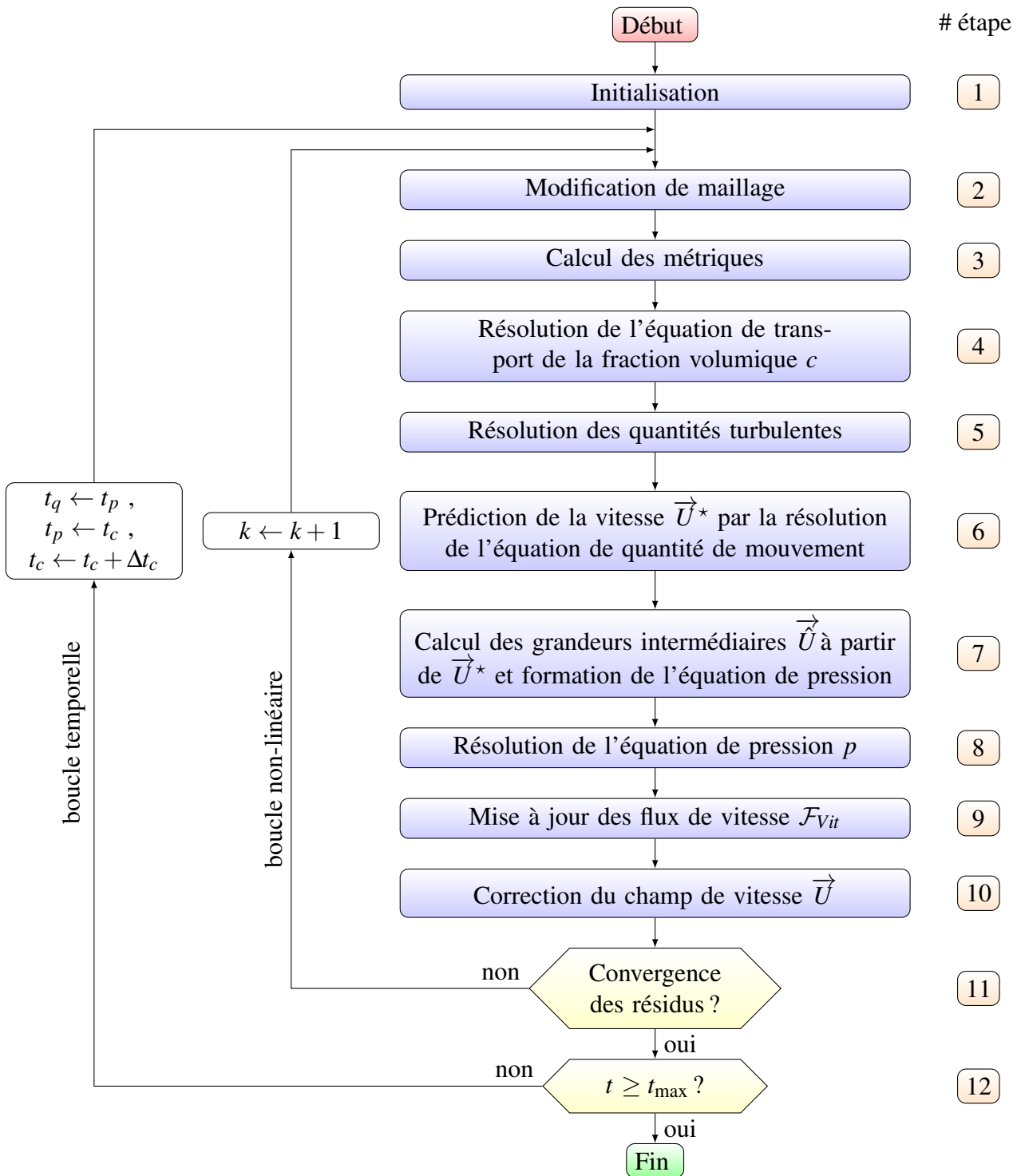


FIGURE 3.10 – Boucle de résolution dans *ISIS-CFD* pour une configuration avec surface libre (étape 4) et éventuelle déformation de maillage (étapes 2 et 3)

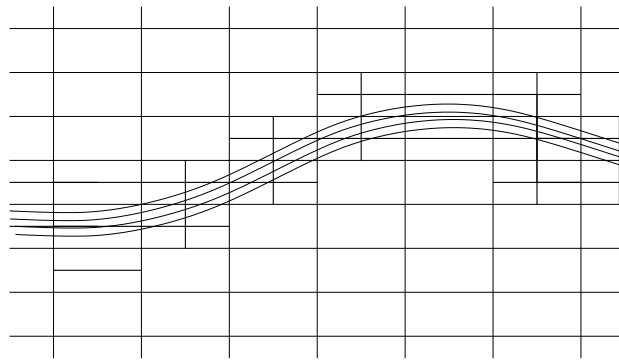


FIGURE 3.11 – Exemple de raffinement isotrope et directionnel au niveau de la surface libre

ternes à un corps qui dépendent eux-mêmes de la position du corps. Cela est réalisé par la compilation d'une procédure (au départ vide) dont les arguments sont détaillés et définis par une interface écrite en langage C. Ce type de protocole est très intéressant dans le cadre de l'interaction fluide-structure, car il permet de définir facilement des lois d'efforts ou de mouvement de corps en fonction de paramètres qui évoluent durant la simulation (et qui ne sont donc pas connus a priori), mais aussi pour coupler la résolution de l'écoulement fluide à des solveurs structures spécifiques.

Les matrices issues de la discrétisation des équations sont stockées en utilisant le format *Compressed Sparse Row* (CSR). Concernant la résolution proprement dite, des méthodes itératives sont utilisées.

Toutes les équations de transport sont relativement faciles à résoudre, puisque dans ce cas, la matrice du système dispose d'une dominance diagonale forte, grâce au terme instationnaire ou à l'introduction du pas de temps fictif local dans le cas stationnaire. Par conséquent, une simple méthode de type Gauss-Seidel est utilisée. Des conditions aux limites de type Dirichlet ou Neumann peuvent être employées.

La résolution du système de l'équation de pression est autrement plus délicate. En effet, l'opérateur correspondant est singulier par nature et la matrice du système souffre d'un mauvais conditionnement pour des maillages à fort étirement. Pour que le système puisse être résolu, un critère de compatibilité doit être vérifié, traduisant une condition d'incompressibilité globale sur l'ensemble du domaine de calcul. Cette condition doit donc impérativement être vérifiée lorsque toutes les conditions aux limites externes du domaines sont fixées pour la vitesse. Dans ce cas, le système de l'équation de pression admet une infinité de solutions, identiques à une constante près. La résolution est effectuée par la méthode GMRES ou BiCGSTAB avec un préconditionnement par une méthode de type LU incomplet. Récemment, une méthode multigrille algébrique a aussi été implémentée (solveur BoomerAMG [83]).

L'ensemble des procédures de discrétisation et de résolution peuvent être appliquée à des machines parallèles, en subdivisant le domaine de calcul en sous-domaines, chaque processeur effectuant la résolution sur un sous-domaine. Les communications entre les sous-domaines sont réalisés en utilisant les bibliothèques MPI.

L'algorithme de résolution de l'équation d'advection de la fraction volumique par sub-cycling

4.1 Introduction

Les écoulements multifluides avec présence d'interface sont souvent rencontrés dans la nature ou dans les procédés industriels. Ils sont particulièrement étudiés dans le domaine de l'hydrodynamique navale, où l'interface air-eau, aussi appelée surface libre, joue un rôle prépondérant. Grâce à la croissance des ressources informatiques disponibles, ces études sont faites de plus en plus par la simulation numérique. Cela permet une utilisation intensive des codes de calcul, académiques ou commerciaux, par les laboratoires et les industriels. Les écoulements hydrodynamiques visqueux à surface libre sont bien maîtrisés par les codes actuels, comme *ISIS-CFD*. En effet, il est possible d'obtenir, par exemple, la résistance à l'avancement d'un navire à six degrés de liberté en eau calme ou en présence de houle avec une marge d'erreur très restreinte. Dans certains écoulements complexes, il peut y avoir apparition de phénomènes comme la formation ou la destruction d'interface, le transport et la coalescence de bulles ou de gouttes, ou encore la création de jets. Un des enjeux est alors d'obtenir une surface libre peu diffusée.

Différentes méthodes ont été introduites depuis les années 1960 afin de satisfaire au mieux cette contrainte. Selon la classification donnée par Ubbink [173] (non détaillée ici, simplement résumée), ces méthodes de calcul de l'interface peuvent se séparer en deux groupes : les méthodes surfaciques et les méthodes volumiques. Elles être également appelées respectivement méthodes par ajustement de surface (*surface-fitting methods*) et méthodes à capture de surface (*surface-capturing methods*). Il est possible d'utiliser les termes de méthodes de suivi d'interface (*Interface-Tracking Methods*, ITM) et méthodes de capture d'interface (*Interface-Capturing Methods*, ICM), même si, comme Ubbink l'explique, certaines méthodes peuvent alors se situées dans ces deux catégories. Pour les méthodes par ajustement de surface, la surface libre est suivie explicitement soit en plaçant des marqueurs sur celle-ci, soit en lui attachant un maillage surfacique suivant son mouvement. Nous pouvons citer les méthodes à particules sur interface (*particles on interface*) [41], les méthodes par fonction de distance ou de hauteur (*height functions*) [136], les méthodes des surface de niveau (*level set methods*) [141, 160], ou encore les méthodes des surfaces ajustées (*surface-fitted methods*) [170]. Du côté des méthodes à capture de surface, il y a deux familles : les

méthodes où des particules sont placées dans le(s) fluide(s) (*particles in fluid*) et celles basées sur la fraction volumique (*volume fraction*), c'est-à-dire une fonction scalaire c indiquant la présence d'un fluide ($c = 0$), de l'autre fluide ($c = 1$), ou la proximité de l'interface entre les deux fluides ($0 < c < 1$). La méthode des marqueurs et cellules (MAC) [81] fut la première des méthodes avec particules, puis des améliorations ont été apportées [40, 80]. Dans la famille des méthodes à fraction volumique, trois sous-familles sont à distinguer : les techniques à ligne initiées par Noh et Woodward avec la méthode SLIC [137] puis progressivement perfectionnées [31, 186, 6], les schémas donneur-accepteur introduits par Rawshaw et Trapp [147] puis étendus par Hirt et Nichols [84] avec leur méthode très utilisée de volume de fluide (*Volume of Fluid*, VOF) et les schémas d'ordres élevés, souvent basés sur le diagramme des variables normalisées (*Normalized Variable Diagram*, NVD) de [110], parmi lesquels nous retrouvons entre autres le STOIC de Darwish [42], le CICSAM de Ubbink [173], et HRIC de Muzafferija et Perić [133], et le BICS de Queutey et Visonneau [146], amélioré en BRICS [180].

Pour les applications marines, les codes de calcul les plus populaires utilisent des schémas de capture d'interface basés sur la méthode VOF. C'est le cas pour les codes suivants : ReFRESCO [148], Star-CCM+ [169], CFDShip-Iowa [28], OpenFOAM [140], Gerris [71], et ANSYS Fluent [5]. *ISIS-CFD* fait aussi partie de cette famille de solveurs. Pour être plus précis, il faut dire qu'il fait appel à un formalisme monofluide pour des écoulements multiphasiques de fluides non-miscibles. Dans la littérature, nous retrouvons aussi le terme *méthode VOF algébrique* [185], où les propriétés physiques, comme la masse volumique ou la viscosité, varient avec la fonction volumique. Il n'y a jamais de reconstruction géométrique de l'interface, sauf pour des fins de visualisation en post-traitement où elle est obtenue par l'isosurface $c = 0,5$. Les méthodes de type VOF ont l'avantage de ne pas faire d'hypothèse sur la topologie de la surface libre, donc celle-ci est libre de se former ou se détruire. En revanche, il est nécessaire de faire appel à des schémas compressifs comme BRICS afin de garder la discontinuité dans un nombre restreint de couches de cellules, généralement entre 1 à 3. Ces schémas, construits sur la représentation NVD en imposant la monotonie locale [72] et en respectant le critère de convection bornée (*Convection Boundedness Criterion*, CBC) [70], mélangent le schéma à décentrement aval d'ordre 1 (*Downwind Differencing Scheme*, DDS) et d'autres schémas. Le schéma DDS permet de compresser l'interface par sa contribution anti-diffusive réduisant aussi la stabilité du schéma. Un contrôle de cette anti-diffusion est nécessaire et entraîne une contrainte forte sur le pas de temps utilisable pour limiter le nombre de Courant. En pratique, les calculs en multi-dimensions sont limités à des nombre de Courant $C_o < 0,3$ pour utiliser pleinement les propriétés compressives des schémas *ad hoc*. Cette condition a toutefois une importance moindre pour les cellules éloignées de la surface libre.

En bref, les simulations numériques utilisant des schémas de compression d'interface sont pénalisées par une obligation d'utiliser de faibles pas de temps. Or, cette forte contrainte provient d'exigences purement numériques pour la résolution de l'équation d'advection de la fraction volumique. En effet, les autres équations du système, c'est-à-dire les équations (3.19) à (3.25) sauf (3.22), peuvent utiliser un pas de temps plus grand, tant que celui-ci permet de capturer correctement la physique de l'écoulement pour un schéma numérique donné¹. De ce constat vient l'idée d'une résolution du système en deux niveaux de discrétisation temporelle : un niveau inférieur pour résoudre la fraction volumique avec un pas de temps petit, un niveau global pour le reste des équations avec un pas de temps plus grand.

Nous avons choisi d'appeler notre stratégie pour accélérer les simulations numériques d'écou-

1. Dans *ISIS-CFD*, le schéma pour les simulations de nature instationnaire est le BDF2.

lements multfluides instationnaires « algorithme de résolution de l'équation d'advection de la fraction volumique par sub-cycling », ou de manière plus courte « algorithme de sub-cycling », faute d'avoir pu trouver un sigle suffisamment compact et esthétique pour le moment. Elle a été initialement présentée sous l'appellation « procédure de *time-splitting* pour la résolution de la fraction volumique dans le cas d'écoulements instationnaires » [151, 152] mais nous avons choisi de ne plus employer l'expression « *time-splitting* » pour éviter toute confusion avec l'opérateur portant ce même nom et ayant une fonction différente. Cette procédure est une extension de celle développée par Leroyer et coll. pour des écoulements convergeant vers un état stationnaire [116], où les temps de simulation pour résoudre l'écoulement autour d'une coque DTMB 5415 ont été diminué d'un facteur d'environ 4. En régime instationnaire, peu de cas sont répertoriés dans la littérature. Les seuls travaux trouvés sont ceux de Manzke, Voss et Rung [125], où les auteurs ont diminué d'un facteur entre 3 et 5 leurs temps de calcul pour obtenir les prédictions en tangage et pilonnement d'un porte-conteneur de type KCS en flottement libre par mer de face. Cependant, peu de détails ont été dévoilés sur le caractère instationnaire de la résolution. D'autres auteurs mentionnent cette stratégie [73, 173] comme perspectives pour diminuer les temps de calcul, mais celles-ci ne semblent pas avoir été mises en œuvre ou publiées.

Comme dit précédemment, la philosophie de cette procédure est d'autoriser l'utilisation de pas de temps plus grands pour chaque itération temporelle et de résoudre l'équation d'advection de la fraction volumique en une succession de sous-cycles ayant un pas de temps suffisamment petit pour respecter formellement la condition CFL. La Figure 4.1 page suivante illustre l'idée générale de l'algorithme et montre la diminution du nombre d'opérations faites dans le solveur. Ce compromis permet donc d'abaisser le temps de calcul, a priori sans perte de précision. Cette approche devrait être encore plus efficace pour les calculs multi-processeurs et en particulier pour les maillages fins avec raffinement automatique (AGR). L'AGR permet de commencer une simulation avec un nombre relativement faible de cellules, synonyme de faible coût de calcul, et d'ajouter des mailles où cela est nécessaire, suivant des critères bien définis. Dans les paramètres de l'AGR, il est possible de spécifier un nombre de couches de cellules raffinées autour de la surface libre, aussi appelées couches tampon (*buffer layers*). Le but de cette manœuvre est de s'assurer que la surface libre reste dans une zone raffinée jusqu'à la prochaine étape de raffinement automatique. En effet, un raffinement provoque un coup supplémentaire dans l'exécution du code et c'est pour cette raison qu'il n'est pas demandé à chaque itération temporelle. La combinaison de l'AGR avec l'algorithme de sub-cycling permet de faire, en quelque sorte, une forme indirecte de parallélisation de la résolution temporelle : l'utilisation de pas de temps plus grands mène à augmenter le nombre de couches tampon, et donc le nombre de cellules, ce qui force à utiliser plus de processeurs. Or, les calculs multi-processeurs ont souvent une limite de scalabilité, comme le débit de communications entre les cœurs est limité, ce qui résulte en une limite en nombre de cellules par cœur. Par conséquent, utiliser l'AGR et l'algorithme de sub-cycling avec un nombre raisonnable de processeurs supplémentaires, en gardant le même rapport de cellules par cœur qu'un calcul classique², devrait diminuer encore plus le temps CPU.

Dans la suite du chapitre, nous présentons les équations utilisées dans l'algorithme de sub-cycling. La section 4.2 présente les grands principes de la stratégie, le facteur d'accélération espéré pour les calculs, la méthode d'intégration en temps et les reconstructions nécessaires. Les deux dernières sections traitent des changements qu'il a été nécessaire d'effectuer au sein d'*ISIS-CFD* pour les cas où le maillage est modifié en cours de simulation : dans la section 4.3, nous expliquons

2. c'est-à-dire sans AGR ni algorithme de sub-cycling

les adaptations faites pour la prise en compte du raffinement automatique de maillage, et, pour finir, nous donnons les modifications apportées pour les situations avec maillage déformable.

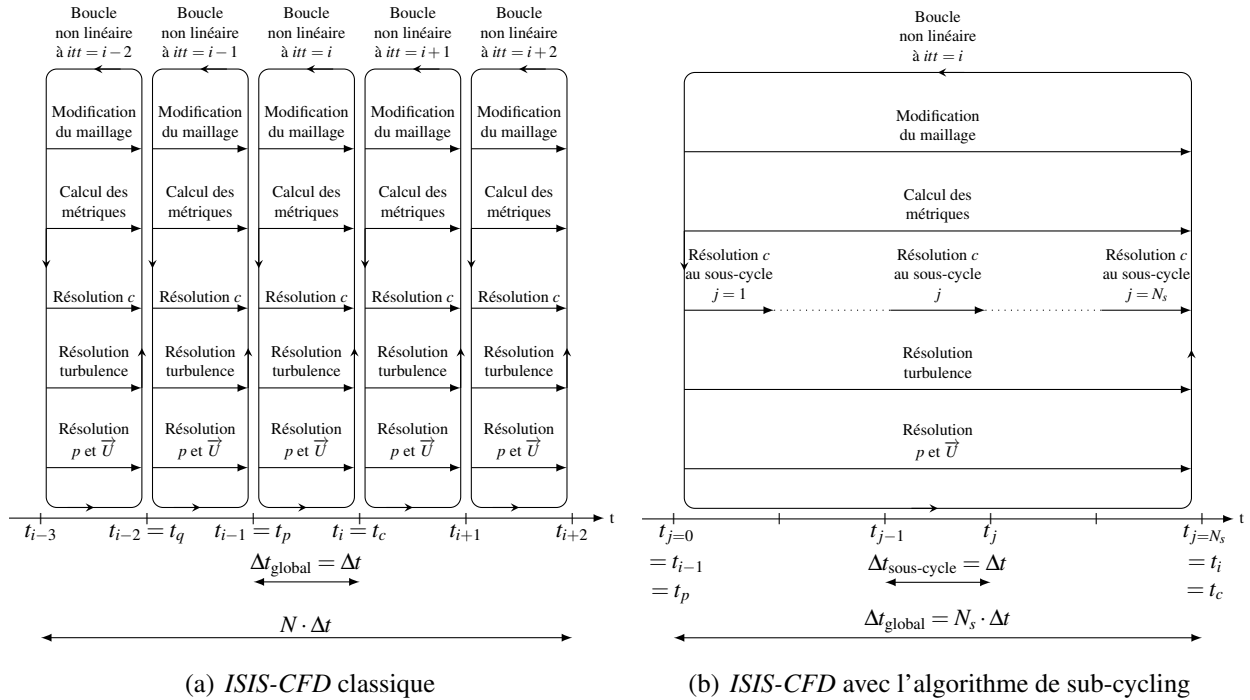


FIGURE 4.1 – Schéma de principe de résolution de l'écoulement dans le solveur *ISIS-CFD*, pour une simulation avec interaction fluide-structure, (a) dans le cas classique et (b) quand l'algorithme de sub-cycling est utilisé.

4.2 L'algorithme de sub-cycling

4.2.1 Principe de l'algorithme de sub-cycling

L'algorithme de sub-cycling consiste à découper le pas de temps original en N_s intervalles de temps successifs (cf. Figure 4.1(b) page précédente), aussi appelés sous-cycles (*sub-cycles*), et à résoudre l'équation d'advection de la fraction volumique c sur chacun d'eux. Ainsi, une fraction du pas de temps original est associée à chaque sous-cycle et ajustée pour avoir un nombre de Courant C_o satisfaisant la condition CFL $C_o \leq C_o^{c,s}$, où $C_o^{c,s}$ est le nombre de Courant cible (indice c) par sous-cycle (indice s) pris à une valeur de 0,3 ou toute autre valeur cible choisie par l'utilisateur. L'ajustement consiste à déduire le nombre de sous-cycles N_s en fonction du nombre de Courant effectif du pas de temps global C_o^g et de $C_o^{c,s}$, c'est-à-dire en prenant l'entier immédiatement supérieur à la fraction $C_o^g/C_o^{c,s}$. N_s est donc libre de varier au cours du calcul. Le pas de temps global peut alors être augmenté à une valeur jusqu'à N_s fois plus grande que dans un calcul classique, ce qui aura pour conséquence de diminuer le coût du calcul, mais sera néanmoins limité par une valeur critique représentant la limite à ne pas dépasser pour capturer la physique avec le schéma BDF2, indépendamment de la finesse du maillage.

Des bornes inférieure et supérieure pour N_s , respectivement N_s^{min} et N_s^{max} , ont été introduites. N_s^{min} ne sert qu'au premier pas de temps et évite un démarrage trop brutal en s'assurant qu'un nombre minimal de sous-cycles soit effectué. Dans la suite du calcul, il est possible d'avoir un nombre de sous-cycles entre 1 et N_s^{max} . Le choix d'introduire une limite N_s^{max} a été fait pour faire des expérimentations sur son influence et pour des raisons de programmation (c'est-à-dire éviter des boucles infinies). Si nous souhaitons forcer N_s à N_s^{max} , il suffit de choisir une valeur très faible pour $C_o^{c,s}$ et de prendre $N_s^{min} = N_s^{max}$.

4.2.2 Estimation du facteur d'accélération

Nous allons estimer dans cette section le facteur d'accélération qu'il est possible d'atteindre en utilisant notre algorithme de sub-cycling. Nous pouvons tout d'abord estimer le temps CPU T_0 d'une itération temporelle pour un calcul classique, comme celui de la figure 4.1(a), et dont le pas de temps est de Δt . Si T_0^{itnl} est le temps CPU pour une seule itération non linéaire et N_{itnl} le nombre d'itérations non linéaires par itération temporelle, alors T_0 est simplement le produit des deux

$$T_0 = T_0^{itnl} \cdot N_{itnl} . \quad (4.1)$$

Pour simplifier, nous faisons l'hypothèse que le temps pour faire une opération donnée est constant tout au long du calcul. Par exemple, la résolution de l'équation d'advection de la fraction volumique au cours d'une itération non linéaire prend toujours une part α , $0 < \alpha < 1$, du temps T_0^{itnl} . Le reste des opérations a une part de $1 - \alpha$. Ainsi, le temps CPU T_s d'une itération temporelle d'un calcul effectué avec l'algorithme de sub-cycling avec N_s sous-cycles, comme celui de la figure 4.1(b), et dont le pas de temps est de $N_s \cdot \Delta t$, vaut

$$T_s = (1 - \alpha) \cdot T_0^{itnl} \cdot N_{itnl} + \alpha \cdot T_0^{itnl} \cdot N_{itnl} \cdot N_s . \quad (4.2)$$

Le facteur d'accélération des calculs, f_a , qu'il est possible d'atteindre avec l'algorithme de sub-cycling s'obtient comme le rapport des deux temps obtenus, mais sur une échelle de temps

identique. Il est donc de $f_a = \frac{N_s T_0}{T_s}$ et, après remplacements et simplifications, il s'exprime comme suit

$$f_a = \frac{N_s}{1 + \alpha \cdot (N_s - 1)}. \quad (4.3)$$

Ce résultat est équivalent à la formulation obtenue par Manzke, Voss et Rung [125]. Une idée importante dans la mise en place de cette procédure est que, certes la résolution de l'équation d'advection de c impose des pas de temps rédhibitoires, mais son coût n'est pas prépondérant sur la totalité des résolutions du système. Nous pouvons estimer que α se situe entre 10 % et 20 %, ce qui permettrait d'obtenir, pour $N_s = 10$, un facteur d'accélération entre 3,6 et 5,3.

Ces valeurs intéressantes sont néanmoins à abaisser en raison de la boucle itérative interne à chaque sous-cycle, nécessaire pour une bonne convergence (cf. section 4.2.5). Avec une résolution supplémentaire par sous-cycle, le facteur d'accélération atteignable se situerait alors entre 2,1 et 3,4, en appliquant la formulation corrigée suivante, avec $N_i = 2$:

$$f_a = \frac{N_s}{1 + \alpha \cdot (N_i N_s - 1)}. \quad (4.4)$$

4.2.3 Méthode d'intégration temporelle

L'équation à résoudre pour les méthodes à capture d'interface utilisant une approche ALE est l'équation d'advection de la fraction volumique c suivante :

$$\frac{\delta}{\delta t} \int_{\mathcal{V}} c \, d\mathcal{V} + \oint_{\mathcal{S}_f} c_f (\vec{U} - \vec{U}_d) \cdot \vec{n} \, d\mathcal{S}_f = 0, \quad (4.5)$$

où \mathcal{V} est le volume de contrôle limité par une surface fermée \mathcal{S}_f de vecteur normal \vec{n} dirigé vers l'extérieur. \vec{U}_d est le champ de vitesse de déplacement du maillage. La dérivée temporelle suivant le maillage mobile est notée $\frac{\delta}{\delta t}$.

La discrétisation en volumes finis avec un schéma en temps décentré amont du premier ordre (UDS ou BDF1) conduit à l'équation suivante :

$$\frac{c(t_c)V(t_c) - c(t_p)V(t_p)}{\Delta t} + \sum_{\text{faces } \mathcal{S}} c_f(t_c) (\mathcal{F}_{\vec{U}}(t_c) - \mathcal{F}_{\vec{U}_d}(t_c)) = 0, \quad (4.6)$$

où t_p et t_c désignent respectivement les instants précédent et courant, $\Delta t = t_c - t_p$ le pas de temps courant et V le volume de la cellule. La reconstruction de la fraction volumique au centre de la face est notée c_f . Les vecteurs $\mathcal{F}_{\vec{U}}$ et $\mathcal{F}_{\vec{U}_d}$ sont respectivement le flux de vitesse et le flux de vitesse de déplacement du maillage à travers la face \mathcal{S} . Ces trois grandeurs sont exprimées à l'instant courant t_c . Pour alléger l'écriture, nous introduisons la variable \mathcal{F}' rassemblant les deux flux de vitesse et définie comme $\mathcal{F}' = \mathcal{F}_{\vec{U}} - \mathcal{F}_{\vec{U}_d}$. La discrétisation en temps au premier ordre de l'équation (4.6) ne permet pas de capturer convenablement les phénomènes instationnaires avec des pas de temps raisonnables car elle est trop diffusive. Pour des simulations devant tendre vers un état stationnaire, une résolution précise en temps n'est pas recherchée, ce qui veut dire que ce schéma peut être utilisé dans ces conditions. Cependant, la précision de l'intégration temporelle est essentielle pour des simulations d'écoulements pûrement instationnaires. Nous souhaitons donc utiliser un schéma

en temps décentré amont du second ordre (*Backward Differentiation Formula of second order*, BDF2), discrétisant l'équation (4.5) par

$$e_c c(t_c) V(t_c) + e_p c(t_p) V(t_p) + e_q c(t_q) V(t_q) + \sum_{\text{faces } S} c_f(t_c) \mathcal{F}'(t_c) = 0, \quad (4.7)$$

où t_q est l'instant précédent t_p et où e_c , e_p et e_q sont les coefficients du schéma BDF2 pour la dérivée temporelle. L'utilisation de ce schéma entraîne de nouvelles difficultés par rapport au cas stationnaire décrit dans [116], en particulier pour la reconstruction de c_f en fin d'itération temporelle. Ces détails sont traités en section 4.2.6.

4.2.4 Résolution de la fraction volumique sur un sous-cycle

Comme indiqué en 4.2.1, la résolution de (4.5) est menée en une succession de N_s sous-cycles auxquels nous associons à chacun un pas de temps $\Delta t_i = \frac{\Delta t}{N_s}$ (cf. Figure 4.1(b) page 92). Nous faisons ici l'hypothèse que le maillage n'est pas déformable (cette complexité est traitée en section 4.4). Nous pouvons alors faire une interpolation des volumes et des flux $\mathcal{F}_{\vec{U}}$ et $\mathcal{F}_{\vec{U}_d}$, entre leur valeurs aux instants t_p et t_c , en sachant que les valeurs à t_c sont mises à jour à chaque itération non linéaire dans la boucle de convergence d'*ISIS-CFD*. Par combinaison linéaire des deux flux, \mathcal{F}' est calculé de la même manière :

$$\mathcal{F}'(t_i) = (1 - \alpha_i) \mathcal{F}'(t_p) + \alpha_i \mathcal{F}'(t_c) \quad \text{avec} \quad 0 < i \leq N_s, \quad \alpha_i = \frac{i}{N_s} \quad \text{et} \quad t_i = t_p + \alpha_i \Delta t(t_c). \quad (4.8)$$

Le schéma de Crank-Nicolson [37] a été choisi pour maintenir une précision en temps au second ordre avec un stencil temporel à deux points pour la discrétisation temporelle sur chaque sous-cycle. Ne disposant pas du champ de fraction volumique à l'instant $t_{i+\frac{1}{2}}$, celui-ci est obtenu comme une moyenne des quantités aux instants t_{i-1} et t_i . L'équation d'advection pour la fraction volumique sur chaque sous-cycle s'écrit alors

$$\frac{c(t_i) V(t_i) - c(t_{i-1}) V(t_{i-1})}{\Delta t(t_i)} + \frac{1}{2} \sum_{\text{faces } S} c_f(t_i) \mathcal{F}'(t_i) = -\frac{1}{2} \sum_{\text{faces } S} c_f(t_{i-1}) \mathcal{F}'(t_{i-1}), \quad (4.9)$$

où le membre de droite est le terme source à expliciter.

La valeur de c à t_c et au centre de la cellule est obtenue par cette résolution à la fin du $N_s^{\text{ième}}$ et dernier sous-cycle.

4.2.5 Boucle itérative interne à chaque sous-cycle

Dans *ISIS-CFD*, les schémas de discrétisation spatiale sont traités par une méthode de correction de défaut (Rhie et Chow [149]), et il est donc nécessaire de passer par une boucle itérative pour atteindre une résolution complète. Dans le cas classique, cette boucle est réalisée par l'intermédiaire de la boucle non-linéaire. Par contre, dans le cas où l'algorithme de sub-cycling est utilisé, les résolutions des équations sont faites successivement N_s fois et une accumulation d'erreur est inévitable. Cette erreur s'avère difficile à estomper simplement en répétant la résolution globale par le biais de la boucle non-linéaire, de manière équivalente au cas classique. Une boucle itérative interne à chaque sous-cycle est donc nécessaire pour améliorer les propriétés de convergence.

Cette boucle a pour effet de mieux résoudre chaque sous-cycle et donc de réduire l'accumulation d'erreur, localement dans un premier temps (au sein d'un sous-cycle) puis globalement (sur la résolution d'une itération non linéaire, puis d'une itération temporelle).

La nécessité de cette boucle est montrée dans le chapitre de validations, en section 5.1. Son principe est illustré sur la Figure 4.2 page suivante, où N_i désigne le nombre d'itérations internes à faire dans chaque sous-cycle. Par souci de simplicité dans la programmation, il a été décidé de garder N_i constant pour tout le calcul. Il aurait aussi été possible de spécifier un gain cible mais cette option n'a pas été mise en place. Le choix effectué est par ailleurs justifié par l'observation des résultats obtenus. Ils ont montré que seules deux itérations suffisent pour obtenir le même niveau de convergence qu'un calcul classique, c'est-à-dire sans utiliser l'algorithme de sub-cycling.

4.2.6 Reconstruction de la valeur interfaciale de fraction volumique

La valeur de la fraction volumique aux faces (ou *interfaciale*) c_f , exprimée au temps t_c , est nécessaire pour calculer le terme $\rho \mathcal{F}'$ de l'équation de quantité de mouvement (3.24). Nous devons reconstruire c_f en vérifiant la discrétisation au second ordre de l'équation sur le pas de temps global (4.7). Afin de s'en assurer, il faut tenir compte de l'évolution des valeurs c prises aux centres des cellules pendant le sous-cyclage.

La somme des équations (4.9) pour i allant de 1 à N_s , entre les instants t_p et t_c , conduit à

$$\frac{c(t_c)V(t_c) - c(t_p)V(t_p)}{\Delta t(t_c)} + \sum_{\text{faces } \mathcal{S}} \frac{1}{2N_s(t_c)} \underbrace{\left(\sum_{i=1}^{N_s(t_c)} c_f(t_i) \mathcal{F}'(t_i) + \sum_{i=1}^{N_s(t_c)} c_f(t_{i-1}) \mathcal{F}'(t_{i-1}) \right)}_{=B_{f, t_p \rightarrow t_c}} = 0. \quad (4.10)$$

Cette première étape permet d'avoir une équation où le terme de dérivée temporelle est identique à (4.6), c'est-à-dire avec un premier ordre. Le terme $B_{f, t_p \rightarrow t_c}$ défini par l'accolade ci-dessus peut être vu comme une quantité interfaciale égale à une moyenne de $c_f \mathcal{F}'$ sur tous les sous-cycles temporels entre t_p et t_c .

La même somme effectuée entre les instants t_q et t_p donne

$$\frac{c(t_p)V(t_p) - c(t_q)V(t_q)}{\Delta t(t_p)} + \sum_{\text{faces } \mathcal{S}} \frac{1}{2N_s(t_p)} \underbrace{\left(\sum_{i=1}^{N_s(t_p)} c_f(t_i) \mathcal{F}'(t_i) + \sum_{i=1}^{N_s(t_p)} c_f(t_{i-1}) \mathcal{F}'(t_{i-1}) \right)}_{=B_{f, t_q \rightarrow t_p}} = 0. \quad (4.11)$$

A partir des équations (4.10) et (4.11), il est possible de retrouver un schéma BDF2 pour (4.5). Avec ce schéma, la discrétisation de la dérivée temporelle d'une quantité ϕ à l'instant t_c , en fonction de ses valeurs aux instants t_c , t_p et t_q , est tel que

$$\left(\frac{\delta \phi}{\delta t} \right)_{t=t_c} = e_c \phi_c + e_p \phi_p + e_q \phi_q, \quad (4.12)$$

avec

$$e_c = \frac{2\Delta t(t_c) + \Delta t(t_p)}{\Delta t(t_c) [\Delta t(t_c) + \Delta t(t_p)]}, \quad e_p = -\frac{\Delta t(t_c) + \Delta t(t_p)}{\Delta t(t_c) \Delta t(t_p)} \quad \text{et} \quad e_q = \frac{\Delta t(t_c)}{\Delta t(t_p) [\Delta t(t_c) + \Delta t(t_p)]}. \quad (4.13)$$

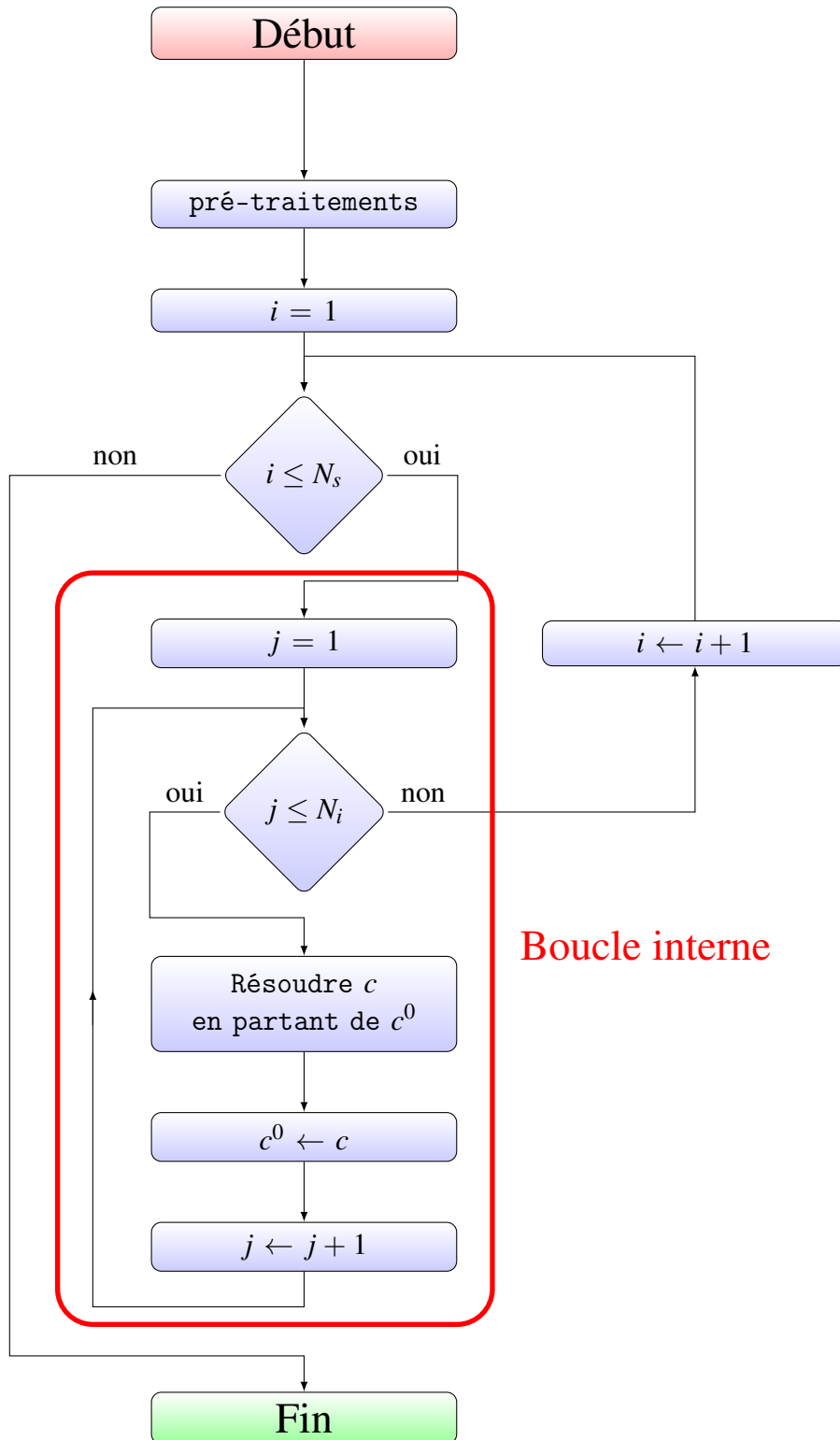


FIGURE 4.2 – Boucle itérative interne à chaque sous cycle.

Appliquer la combinaison linéaire $(4.14) \leftarrow (4.10) \cdot e_c \cdot \Delta t(t_c) - (4.11) \cdot e_q \cdot \Delta t(t_p)$ permet d'obtenir une dérivée temporelle au second ordre

$$e_c c(t_c) V(t_c) + e_p c(t_p) V(t_p) + e_q c(t_q) V(t_q) + \underbrace{\sum_{\text{faces } \mathcal{S}} [e_c \Delta t(t_c) B_{f, t_p \rightarrow t_c} - e_q \Delta t(t_p) B_{f, t_q \rightarrow t_p}]}_F = 0, \quad (4.14)$$

où le terme F contient $B_{f, t_q \rightarrow t_p}$ et $B_{f, t_p \rightarrow t_c}$, calculés respectivement dans les intervalles $[t_q, t_p]$ et $[t_p, t_c]$. Pour vérifier (4.7), F doit être écrit sous la forme (4.15) dans laquelle \tilde{c}_f est la valeur reconstruite de c_f .

$$F = \sum_{\text{faces } \mathcal{S}} \tilde{c}_f \mathcal{F}'(t_c) \quad (4.15)$$

Compte tenu de la formulation imposée dans (4.15), nous déduisons l'expression de \tilde{c}_f

$$\tilde{c}_f = \frac{1}{\mathcal{F}'(t_c)} [\Delta t(t_c) e_c B_{f, t_p \rightarrow t_c} - \Delta t(t_p) e_q B_{f, t_q \rightarrow t_p}] . \quad (4.16)$$

permettant de vérifier l'équation de transport de la fraction volumique discrétisée sur le pas de temps global (4.7) (c'est-à-dire celle qui est résolue sans utilisation de l'algorithme de sub-cycling).

Il se pose alors un problème évident quand $\mathcal{F}' = 0$. Pour le moment, la division par $\mathcal{F}' + \varepsilon$, avec ε égal à 10 fois la précision machine, a montré être une solution efficace pour contourner ce problème.

4.3 Adaptation en vue de l'utilisation du raffinement automatique de maillage

L'utilisation de l'algorithme de sub-cycling pour la résolution de l'équation (4.5) dans le cas d'écoulements instationnaires implique de nouvelles contraintes pour le raffinement automatique de maillage (AGR) [179] implémenté dans ISIS-CFD. En effet, des tableaux ont été introduits et une attention particulière doit être portée sur le raffinement des quantités mises en jeu. Il s'agit de la fraction volumique aux faces c_f ³ et de $B_{f,t_p \rightarrow t_c}$ servant à reconstruire une valeur de c_f pour le système d'équations au pas de temps global.

4.3.1 Raffinement de la fraction volumique aux faces

Le raffinement de c_f se fait sans problème. Lors de la création de nouvelles cellules, les valeurs cellulaires c prennent la même valeur que dans l'ancienne cellule. Par conséquent, les valeurs aux faces c_f sont égales aux valeurs c .

Lors d'un déraffinement de maillage, une interpolation des valeurs cellulaires est réalisée pour obtenir la valeur sur la cellule agglomérée. Les faces anciennement créées disparaissent et il n'y a donc rien à faire pour les valeurs de c_f correspondantes. Pour les faces rassemblées, les nouvelles valeurs de c_f sont obtenues par une pondération, non conservative, par les aires des faces. La pondération conservative par les flux de vitesse a été abandonnée car elle ne donnait pas les résultats souhaités.

4.3.2 Raffinement de \mathcal{F}_c

Après résolution de l'équation (4.5) par l'algorithme de sub-cycling, l'équation (4.10) est vérifiée et, en introduisant la variable $B_{f,t_p \rightarrow t_c}$, nous obtenons :

$$\frac{c(t_c)V(t_c) - c(t_p)V(t_p)}{\Delta t(t_c)} + \sum_{\text{faces } \mathcal{S}} B_{f,t_p \rightarrow t_c} = 0. \quad (4.17)$$

En écrivant l'équation (4.17) sous cette forme, aucune loi de conservation de flux n'est vérifiée pour $B_{f,t_p \rightarrow t_c}$. Il faut donc faire intervenir une grandeur différente pouvant être raffinée simplement.

Dans une simulation numérique d'écoulements multifluides, le raffinement automatique de maillage doit s'effectuer dans une zone voisine mais suffisamment éloignée de la surface libre. En fait, la partie adjacente à la surface libre a déjà été raffinée dans les étapes précédentes et un des objectifs de la procédure de raffinement automatique est de prédire par le biais de certains critères une zone où la surface libre est susceptible d'être modifiée dans les pas de temps suivants. Dans cette partie du maillage, la fraction volumique est quasi-constante (soit égale à l'unité, soit nulle) à l'instant courant t_c . L'astuce utilisée réside dans cette dernière affirmation. Grâce à elle, il est possible de transformer puis simplifier l'écriture de l'équation discrétisée d'advection de la fraction volumique (4.10).

3. Valeur de c_f , et non celle de \tilde{c}_f , prise à sa valeur du dernier sous-cycle de la dernière itération non-linéaire, c'est-à-dire la valeur convergée. Elle est utile pour calculer le terme source de l'équation (4.9) au premier sous-cycle de l'itération temporelle suivante.

Une première étape, sans simplification, consiste à réécrire le terme de dérivée temporelle

$$c(t_c) \frac{V(t_c) - V(t_p)}{\Delta t(t_c)} + V(t_p) \frac{c(t_c) - c(t_p)}{\Delta t(t_c)} + \sum_{\text{faces } \mathcal{S}} B_{f,t_p \rightarrow t_c} = 0. \quad (4.18)$$

Maintenant nous pouvons appliquer l'idée énoncée ci-dessus, c'est-à-dire que la fraction volumique à l'instant t_c ne varie pas par rapport à celle à l'instant t_p au niveau des cellules raffinées. Si \mathcal{C} désigne une cellule du domaine de calcul \mathcal{D} et $\mathcal{D}_{\text{raff}}$ la partie de \mathcal{D} à raffiner, alors le deuxième terme de l'équation (4.18) doit être nul. Il vient alors

$$c(t_c) \frac{V(t_c) - V(t_p)}{\Delta t(t_c)} + \sum_{\text{faces } \mathcal{S}} B_{f,t_p \rightarrow t_c} = 0 \quad \text{pour } \mathcal{C} \in \mathcal{D}_{\text{raff}}. \quad (4.19)$$

Afin de rassembler tous les termes du membre de gauche dans une somme sur les faces, il faut transformer le premier terme de (4.19). En effet, le terme de dérivée temporelle ne contient que des termes cellulaires. Nous allons donc introduire une valeur interfaciale c_f^m égale à la moyenne des valeurs c au centre des cellules à gauche et à droite de la face \mathcal{S} . Ceci va permettre de n'avoir qu'une seule valeur c_f^m pour une même face pour les deux cellules concernées. De plus, cette approximation découle de la simplification précédente, étant donné que le raffinement se produit dans une zone où c ne varie pas temporellement et spatialement. Aucune erreur n'est donc rajoutée dans cette étape. Il faut par ailleurs transformer la partie contenant les volumes des cellules. Dans *ISIS-CFD*, il existe un tableau $\delta V_{\mathcal{S}(t)}^{\mathcal{S}(t+\delta t)} = \delta V_{\mathcal{S}(t_p)}^{\mathcal{S}(t_c)}$ (cf. page 100 de [111]) donnant le volume algébrique balayé par la face \mathcal{S} entre les instants t_p et t_c . Entre ces deux instants, la variation globale du volume V de la cellule considérée est égale à la somme sur les faces des $\delta V_{\mathcal{S}(t_p)}^{\mathcal{S}(t_c)}$:

$$V(t_c) - V(t_p) = \sum_{\text{faces } \mathcal{S}} \delta V_{\mathcal{S}(t_p)}^{\mathcal{S}(t_c)}. \quad (4.20)$$

Compte tenu de ces deux dernières considérations, il est naturel de créer la variable \mathcal{F}_c définie par

$$\mathcal{F}_c = \frac{c_f^m(t_c) \delta V_{\mathcal{S}(t_p)}^{\mathcal{S}(t_c)}}{\Delta t(t_c)} + B_{f,t_p \rightarrow t_c}, \quad (4.21)$$

et, en considérant (4.19), l'équation suivante doit être vérifiée :

$$\sum_{\text{faces } \mathcal{S}} \mathcal{F}_c = 0 \quad \text{pour } \mathcal{C} \in \mathcal{D}_{\text{raff}}. \quad (4.22)$$

La quantité \mathcal{F}_c , qu'il est difficile de nommer, est définie pour chaque face et, d'après le théorème de Green-Ostrogradski, nous pouvons affirmer que c'est un champ à divergence nulle qui peut donc être raffiné en vérifiant une loi de conservation. \mathcal{F}_c est ainsi traité de la même manière que les flux de vitesse dans la procédure AGR. Il est à noter qu'il n'y aura pas unicité de la solution lors de la recherche de la valeur de \mathcal{F}_c sur les nouvelles faces créées.

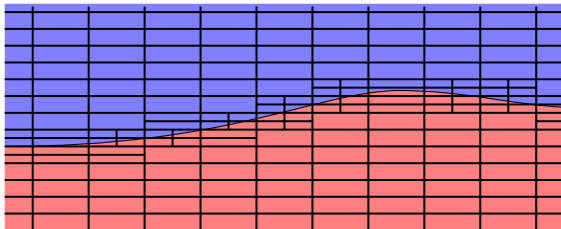
Après raffinement, l'équation (4.17) est ainsi vérifiée sur le maillage raffiné, avec une précision identique à celle obtenue avant raffinement.

Pour le déraffinement, à l'instar de c_f , il n'y a pas de difficulté. Les faces disparaissant voient leurs valeurs correspondantes dans le tableau \mathcal{F}_c être supprimées. Pour les faces agglomérées, les valeurs seront sommées.

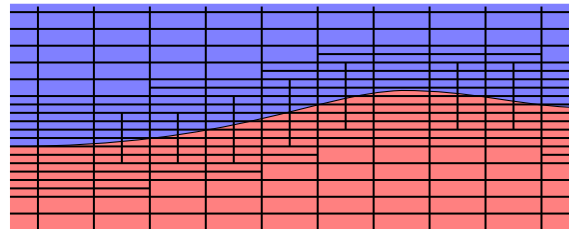
4.3.3 Particularités de l'usage de l'AGR avec l'algorithme de sub-cycling

Dans *ISIS-CFD*, pour des calculs instationnaires utilisant l'algorithme de sub-cycling, il faut respecter la condition CFL ($Co < 0,3$) dans chaque cellule. Cela implique que la solution met au moins 3 pas de temps pour parcourir une cellule. C'est en partie pour cette raison que la fréquence du raffinement automatique est souvent réglée à un raffinement tous les 3 itérations temporelles.

En utilisant l'algorithme de sub-cycling avec 10 sous-cycles, la solution peut alors se déplacer de $0,3 \times 10 = 3$ cellules par itération temporelle, c'est-à-dire 9 fois plus que dans le cas précédent (disons 10 pour arrondir). Il faudra alors adapter les paramètres du raffinement automatique en conséquence. Étant donné qu'il n'est pas souhaitable d'augmenter la fréquence de raffinement car cela est coûteux en temps CPU, il va falloir prévoir une marge plus grande en terme de couches de cellules à ajouter pour chaque raffinement (*buffer layers*) afin que la solution parcourt le domaine en respectant la condition Courant-Friedrichs-Lewy (CFL) dans tout le maillage (cf. Figure 4.3).



(a) Calcul classique avec AGR



(b) Calcul avec AGR et utilisation de l'algorithme de sub-cycling

FIGURE 4.3 – Visualisation du nombre de couches de cellules raffinées autour de la surface libre dans (a) le cas classique et (b) le cas d'un calcul utilisant l'algorithme de sub-cycling.

4.4 Adaptation pour la prise en compte de la déformation de maillage

Des stratégies de remaillage peuvent être utilisées dans le solveur *ISIS-CFD*. Elles sont particulièrement intéressantes, voire obligatoires dans certains cas, pour les simulations d'écoulements en présence de corps en mouvement. Il faut alors distinguer deux techniques : repositionnement et remaillage (*regridding*). Dans la première, les mailles sont déplacées en suivant une cinématique de corps rigide sans déformation. Dans la seconde, elles sont déformées suivant un coefficient de pondération égal à 1 proche du corps et à 0 sur les autres frontières (cf. Figure 4.4(a)). Le lecteur pourra regarder la référence [82] et le chapitre 8 de [111] pour plus de détails sur ces stratégies de remaillage.

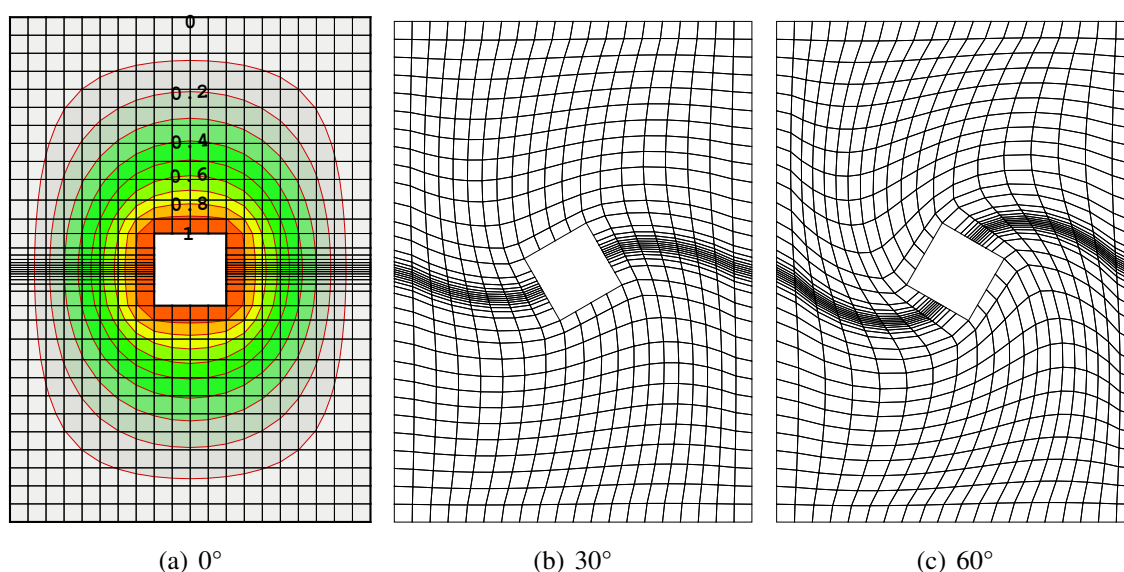


FIGURE 4.4 – Evolution du coefficient de pondération suivant la proximité du corps déplacé en (a). Déformation du maillage pour une rotation du corps de (b) 30° et (c) 60°.

Dans la section 4.2, nous faisons l'hypothèse que le maillage n'est pas déformable. Il est alors possible de gérer les flux de vitesse de déplacement de maillage $\mathcal{F}_{\vec{U}_d}$ comme les flux de vitesse $\mathcal{F}_{\vec{U}}$. Les valeurs de ces flux aux temps intermédiaires sont donc obtenues par une interpolation linéaire de leurs valeurs aux instants t_p et t_c . En présence de maillage déformable, cette méthode viole la Loi de Conservation Géométrique (LCG) adaptée au schéma de Crank-Nicolson pour chaque sous-cycle, ce qui fausse les calculs.

Pour résoudre ce problème, il faut donc construire les flux de vitesse de déplacement de maillage aux temps intermédiaires en respectant la LCG. Cette correction, à faire obligatoirement et uniquement quand la déformation de maillage est activée⁴, nécessite quelques ajouts dans le code qui sont expliqués juste après.

4. pour éviter tout surcoût de calcul inutile

4.4.1 Définition du flux de vitesse de déplacement et réécriture de la LCG

Le flux de vitesse de déplacement de maillage, sur une face donnée, se décompose comme dans l'équation (4.23) en un flux de vitesse de déplacement rigide $\mathcal{F}_{\vec{U}_d, \text{sol}}^{\rightarrow}$ (correspondant au déplacement rigide, ou *en bloc*, du maillage) et en un flux de vitesse de déformation $\mathcal{F}_{\vec{U}_d, \text{déf}}^{\rightarrow}$ (correspondant à la déformation du maillage par rapport mouvement rigide). Cette décomposition est déjà en place dans le code au niveau global et il est nécessaire de la faire sur chaque sous-cycle pour utiliser la déformation de maillage.

$$\mathcal{F}_{\vec{U}_d}^{\rightarrow} = \mathcal{F}_{\vec{U}_d, \text{sol}}^{\rightarrow} + \mathcal{F}_{\vec{U}_d, \text{déf}}^{\rightarrow} \quad (4.23)$$

La LCG au second ordre en temps et à l'instant t_c s'écrit

$$e_c V(t_c) + e_p V(t_p) + e_q V(t_q) - \sum_{\text{faces } \mathcal{S}} \mathcal{F}_{\vec{U}_d}^{\rightarrow}(t_c) = 0, \quad (4.24)$$

où e_c , e_p et e_q sont les coefficients pour la dérivée temporelle du schéma BDF2 donnés à l'équation (4.13).

Ce type de loi doit aussi être respecté pour les temps intermédiaires sous une forme adaptée au schéma de Crank-Nicolson, utilisé pour l'avancement en temps de la fraction volumique c . Si le flux de vitesse de déplacement du maillage ne vérifie pas cette loi, au niveau global comme au niveau intermédiaire, alors cela entraîne des erreurs sur l'équation de continuité et crée de la masse artificielle. Cette nouvelle loi est donnée par

$$\frac{V(t_i) - V(t_{i-1})}{\Delta t(t_i)} - \sum_{\text{faces } \mathcal{S}} \mathcal{F}_{\vec{U}_d}^{\rightarrow}(t_{i-\frac{1}{2}}) = 0, \quad (4.25)$$

qui peut être décomposée, avec l'aide de l'équation (4.23), en

$$\frac{V(t_i) - V(t_{i-1})}{\Delta t(t_i)} - \sum_{\text{faces } \mathcal{S}} \mathcal{F}_{\vec{U}_d, \text{déf}}^{\rightarrow}(t_{i-\frac{1}{2}}) - \underbrace{\sum_{\text{faces } \mathcal{S}} \mathcal{F}_{\vec{U}_d, \text{sol}}^{\rightarrow}(t_{i-\frac{1}{2}})}_{=0} = 0, \quad (4.26)$$

en sachant que la composante de *mouvement en bloc* $\mathcal{F}_{\vec{U}_d, \text{sol}}^{\rightarrow}$ du flux de vitesse de déplacement est à divergence nulle. Par conséquent, la composante de *déformation de maillage* $\mathcal{F}_{\vec{U}_d, \text{déf}}^{\rightarrow}$ vérifie la loi (4.25), de la même manière que $\mathcal{F}_{\vec{U}_d}^{\rightarrow}$:

$$\frac{V(t_i) - V(t_{i-1})}{\Delta t(t_i)} - \sum_{\text{faces } \mathcal{S}} \mathcal{F}_{\vec{U}_d, \text{déf}}^{\rightarrow}(t_{i-\frac{1}{2}}) = 0. \quad (4.27)$$

4.4.2 Calcul des flux

4.4.2.1 Interpolation des métriques

Les données d'entrée de la subroutine d'*ISIS-CFD* calculant les flux de vitesse de déplacement à t_c comprennent les coordonnées des nœuds aux instants t_c , t_p et t_q . Sur chaque pas de temps découpé, seuls deux jeux de coordonnées aux instants t_i et t_{i-1} sont nécessaires mais elles ne sont pas connues a priori. Il a donc été choisi de les obtenir par interpolation linéaire entre leurs valeurs

aux instants t_p et t_c , en cohérence avec ce qui a été fait pour les flux de vitesse $\mathcal{F}_{\vec{U}}$. Par exemple, la première coordonnée X d'un nœud à l'instant t_i est donnée par

$$X(t_i) = \alpha_i X(t_c) + (1 - \alpha_i) X(t_p) \quad (4.28)$$

où α_i est la fraction désignant l'avancement dans l'algorithme de sub-cycling comme précédemment défini en (4.8). Les autres coordonnées Y et Z à l'instant t_i sont calculées similairement.

Les coordonnées à l'instant t_{i-1} sont obtenues par transfert de celles de l'instant t_i au début d'une résolution sur un sous-cycle. Pour la première résolution (à $i = 1$), ces coordonnées prennent les valeurs de celles en t_p .

4.4.2.2 Calcul de la composante de déformation du flux de vitesse de déplacement – Première version

Il est possible de calculer $\mathcal{F}_{\vec{U}_d, \text{déf}}(t_{i-\frac{1}{2}})$ à partir des jeux de coordonnées des nœuds aux instants t_i et t_{i-1} et en respectant l'équation (4.27). Cependant, il est nécessaire de connaître ce flux à l'instant t_i pour la résolution de c . Il faut alors se servir de la définition du flux à l'instant $t_{i-\frac{1}{2}}$, défini comme la moyenne de ces flux entre les instants t_{i-1} et t_i ,

$$\mathcal{F}_{\vec{U}_d, \text{déf}}(t_{i-\frac{1}{2}}) = \frac{\mathcal{F}_{\vec{U}_d, \text{déf}}(t_{i-1}) + \mathcal{F}_{\vec{U}_d, \text{déf}}(t_i)}{2}, \quad (4.29)$$

pour en déduire, à partir des valeurs connues de $\mathcal{F}_{\vec{U}_d, \text{déf}}(t_{i-1})$ et $\mathcal{F}_{\vec{U}_d, \text{déf}}(t_{i-\frac{1}{2}})$, la valeur du flux $\mathcal{F}_{\vec{U}_d, \text{déf}}(t_i)$:

$$\mathcal{F}_{\vec{U}_d, \text{déf}}(t_i) = 2\mathcal{F}_{\vec{U}_d, \text{déf}}(t_{i-\frac{1}{2}}) - \mathcal{F}_{\vec{U}_d, \text{déf}}(t_{i-1}). \quad (4.30)$$

Au premier pas de temps intermédiaire, l'égalité $\mathcal{F}_{\vec{U}_d, \text{déf}}(t_{i-1}) = \mathcal{F}_{\vec{U}_d, \text{déf}}(t_p)$ est utilisée. Le flux $\mathcal{F}_{\vec{U}_d, \text{déf}}$ en t_p ne peut pas être sauvé à chaque pas de temps. En effet, si un raffinement de maillage a lieu, alors il n'est pas possible de connaître sa valeur en t_p sur les nouvelles faces. Il faut donc le reconstruire à l'aide de (4.23) à partir de $\mathcal{F}_{\vec{U}_d, \text{sol}}(t_p)$, flux à divergence nulle facile à gérer en cas de raffinement et transféré d'un pas de temps au suivant, et à partir de $\mathcal{F}_{\vec{U}_d}(t_p)$, recalculé à l'ordre 1 entre les instants t_q et t_p (ordre 1 et non 2 pour éviter des changements lourds dans le code). Pour les autres pas de temps intermédiaires, il suffit de transférer le contenu du tableau de $\mathcal{F}_{\vec{U}_d, \text{déf}}(t_i)$ dans celui de $\mathcal{F}_{\vec{U}_d, \text{déf}}(t_{i-1})$ au début de chaque résolution intermédiaire.

4.4.2.3 Calcul de la composante de déformation du flux de vitesse de déplacement – Deuxième version

Nous proposons ici une deuxième manière de gérer la composante de déformation du flux de vitesse de déplacement, qui a finalement été choisie et intégrée à *ISIS-CFD*.

Dans la méthode précédente, nous avons cherché absolument à obtenir ce flux aux instants t_{i-1} et t_i pour être formellement en accord avec les développements effectués précédemment et pour la construction des termes explicite et implicite du schéma de Crank-Nicolson. La suite des $\mathcal{F}_{\vec{U}_d, \text{déf}}(t_i)$ était obtenue séquentiellement à partir de la valeur de ce flux en t_p (instant convergé du pas de temps précédent) servant de condition initiale, et des formules (4.27) et (4.30) permettant d'avancer en temps. Or, le flux en t_p dépend de l'historique du sous-cyclage au pas de temps

précédent. Ce n'est pas formellement gênant mais nous souhaitons avoir une grandeur intrinsèque au pas de temps découpé.

A présent, nous approximons à chaque sous-cycle d'indice i les flux $\mathcal{F}_{\vec{U}_d, \text{déf}}$ en t_{i-1} et t_i par la valeur en $t_{i-\frac{1}{2}}$. Les termes explicite et implicite du schéma dépendent donc directement de ce flux. Cette méthode est donc plus simple que la précédente, puisqu'il n'est pas nécessaire de recalculer $\mathcal{F}_{\vec{U}_d, \text{déf}}(t_i)$ par la relation (4.30). Les flux $\mathcal{F}_{\vec{U}_d, \text{sol}}$ et $\mathcal{F}_{\vec{U}_d, \text{déf}}$ sont donc gérés différemment : le premier sur les instants t_i et le second sur les instants $t_{i-\frac{1}{2}}$. Cette légère incohérence n'entraîne pas de différence dans les résultats. Cela a été vérifié et comparé à la première méthode mais n'est pas présenté dans le manuscrit.

4.4.2.4 Calcul de la composante rigide du flux de vitesse de déplacement

Dans le code, la composante rigide du flux de vitesse de déplacement était déjà calculée à chaque pas de temps global mais n'était pas dissociée de la composante de déformation : les deux parties étaient sauvegardées dans un même tableau représentant la valeur de $\mathcal{F}_{\vec{U}_d}$. À présent, il est nécessaire de traiter chaque composante séparément dans un premier temps, avant de les rassembler dans un second temps. Après son calcul à chaque instant t_c , la composante rigide doit être sauvegardée dans un tableau qui lui est propre et, au début du pas de temps suivant, elle est transférée pour devenir une valeur en t_p .

Le choix de garder la valeur de cette composante sur deux itérations temporelles est nécessaire pour pouvoir réaliser une interpolation linéaire afin d'obtenir la valeur sur le temps intermédiaire comme suit

$$\mathcal{F}_{\vec{U}_d, \text{sol}}(t_i) = \alpha_i \mathcal{F}_{\vec{U}_d, \text{sol}}(t_c) + (1 - \alpha_i) \mathcal{F}_{\vec{U}_d, \text{sol}}(t_p), \quad (4.31)$$

et le tableau pour $\mathcal{F}_{\vec{U}_d, \text{sol}}(t_p)$ permet aussi de recalculer $\mathcal{F}_{\vec{U}_d, \text{déf}}(t_p)$, comme mentionné en 4.4.2.2.

4.4.3 Calcul des volumes intermédiaires

Pour utiliser la déformation de maillage, il ne faut plus interpoler les volumes comme cela était fait auparavant, mais il est obligatoire de respecter la LCG (4.25), ou plus simplement sa forme (4.27) ne contenant que la composante de déformation du flux de vitesse de déplacement. Sachant qu'à tout instant t_i , le volume $V(t_{i-1})$ est connu, alors le nouveau volume $V(t_i)$ est donné par

$$V(t_i) = V(t_{i-1}) + \Delta t(t_i) \sum_{\text{faces } \mathcal{S}} \mathcal{F}_{\vec{U}_d, \text{déf}}(t_{i-\frac{1}{2}}). \quad (4.32)$$

De la même manière que pour les coordonnées des nœuds, les volumes calculés en t_i sont transférés dans un tableau représentant leurs valeurs en t_{i-1} au sous-cycle suivant. Pour le premier sous-cycle, la valeur en t_{i-1} est égale à celle en t_p .

Validations de l'algorithme de résolution de l'équation d'advection de la fraction volumique par sub-cycling

L'algorithme de résolution de l'équation d'advection de la fraction volumique par sub-cycling a été validé à l'aide de plusieurs cas test, traités dans ce chapitre. Nous commencerons par valider la précision de l'algorithme dans la section 5.1. Ensuite, nous montrerons que cette procédure supporte les capacités de raffinement adaptatif de maillage (*Adaptive Grid Refinement, AGR*) d'*ISIS-CFD* en section 5.2, puis qu'elle intègre aussi correctement la déformation de maillage, sur un cas bidimensionnel en section 5.3 et sur un cas tridimensionnel 5.4. Tout au long de ces trois sections, nous donnerons les temps de calcul et les facteurs d'accélération obtenus. Finalement, à partir de tous ces cas de validations, nous donnerons les conclusions générales sur l'usage de l'algorithme de sub-cycling.

5.1 Validation de la précision de l'algorithme de sub-cycling

Dans cette section, nous testons la précision de l'algorithme de sub-cycling au moyen d'un cas test simple et bidimensionnel : l'advection d'un carré creux. Nous ne nous intéressons qu'à la résolution de la fraction volumique.

5.1.1 Description du cas test : advection d'un carré creux

Afin de valider les codes de résolution d'écoulements à surface libre fonctionnant par suivi ou capture d'interface, il est commun d'utiliser les cas test d'advection de formes géométriques simples dans un domaine bidimensionnel. Nous avons choisi d'advecter un carré creux en s'inspirant fortement des configurations proposées dans [44, 155]. La configuration est résumée dans la Figure 5.1 page suivante. Le domaine est un carré de côté $L = 1$ m et l'origine du repère est située dans son coin inférieur gauche. Le scalaire advecté est c mais il ne s'agit pas du taux de présence en eau étant donné que nous forçons les deux fluides à avoir la même masse volumique $\rho = 1 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$ et la même viscosité dynamique $\mu = 0 \text{ Pa} \cdot \text{s}$. À l'état initial, il est nul partout dans le domaine excepté en un carré creux de côté $a = 0,2$ m, centré en $(x_1 = a ; y_1 = a)$, où nous avons $c = 1$.

Le domaine est uniformément discrétisé en 200×200 cellules, soit un total de $N_c = 4,0 \cdot 10^4$ cellules. L'interface air-eau se situe exactement sur les nœuds extérieurs et intérieurs du carré creux et celui-ci a une taille maximale de 40 cellules entre chaque paire de frontières extérieures opposées. Le champ de fraction volumique est advecté à une vitesse $v = \sqrt{2} \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ en diagonale du domaine pendant une durée $T = 0,6 \text{ s}$. Si l'advection est parfaite, le carré creux doit garder sa géométrie initiale et sa position finale doit être $(x_2 = L - a ; y_2 = L - a)$.

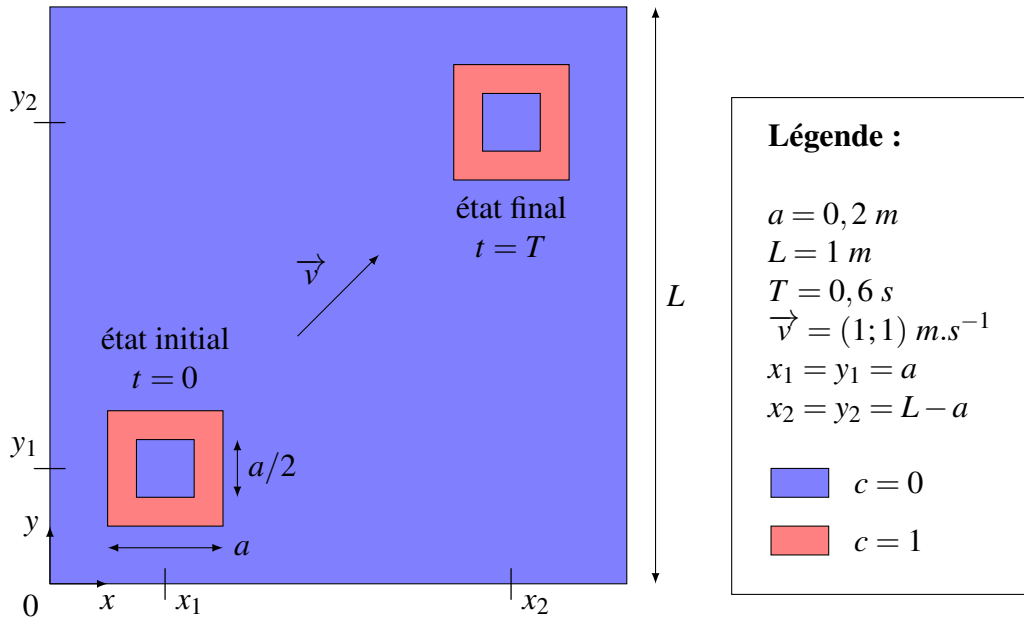


FIGURE 5.1 – Description du cas test de l'advection d'un carré creux

Le schéma de discrétisation spatiale pour le scalaire c est le schéma BRICS [180]. Seule la résolution de l'équation de transport de c intervient car les coefficients de relaxation des autres variables (vitesse, pression et flux de vitesse) sont mises à 0. Les simulations présentées ont été faites avec trois nombres de Courant C_o parmi $\{0, 15 ; 0, 25 ; 0, 50\}$. Quand l'algorithme de sub-cycling est utilisé, la valeur effective de C_o (sur l'ensemble du pas de temps) est égal au produit du C_o initial par le nombre de sous-cycles N_s . Cela traduit que la valeur initiale de C_o est atteinte sur un sous-cycle. Nous utiliserons des nombres de sous-cycles N_s parmi $\{0 ; 1 ; 5 ; 10\}$. $N_s = 0$ signifie que l'algorithme de sub-cycling n'est pas choisi. Le solveur n'emploie pas le même schéma d'intégration en temps si l'algorithme de sub-cycling n'est pas utilisé : il s'agit alors d'un schéma à décentrement amont d'ordre 2 (*Backward Differentiation Formula of second order*, BDF2). Dans l'algorithme de sub-cycling, le schéma de Crank-Nicolson est utilisé pour l'intégration en temps dans chaque sous-cycle. Les deux algorithmes ne se rejoignent donc pas quand $N_s = 1$. Nous ferons en sorte d'utiliser le même nombre d'opérations par simulation N_{op} , pour un nombre de Courant donné, pour tous les calculs. La valeur de N_{op} est définie par

$$N_{op} = \begin{cases} N_{itt} \cdot N_{itnl} \cdot N_s \cdot N_i & \text{si } N_s > 0 \\ N_{itt} \cdot N_{itnl} & \text{si } N_s = 0 \end{cases}, \quad (5.1)$$

où N_{itt} est le nombre d'itérations temporelles dépendant du nombre de Courant, N_{itnl} est le nombre d'itérations non linéaires par itération temporelle et N_i le nombre d'itérations internes à chaque sous-cycle de l'algorithme de sub-cycling.

Nous comparerons les simulations par la visualisation du champ cellulaire du scalaire c , ainsi que son erreur E_c par rapport au champ théorique c_{th}

$$E_c = c - c_{th} , \quad (5.2)$$

dont nous nous servirons, à la fin des simulations, pour calculer les résidus en norme L2 et Lmax respectivement égaux à

$$Res_{L2}(E_c) = \frac{\sqrt{\sum_{i=1}^{N_c} E_c(i)^2}}{N_c} \quad \text{et} \quad Res_{Lmax}(E_c) = \max_{i=1}^{N_c} |E_c(i)| . \quad (5.3)$$

Les fenêtres de visualisation seront restreintes à la zone d'arrivée du carré creux, bornées entre 0,68 m et 0,92 m pour les deux coordonnées x et y .

Les simulations ont été faites avec sur une station de travail Dell Precision™ T5600 avec 16 GB de mémoire vive et 8 processeurs Intel® Xeon® E5-2609 cadencés à 2,40 GHz mais un seul processeur a été utilisé pour chaque calcul car les temps de simulation sont faibles.

5.1.2 Simulations numériques de l'advection d'un carré creux

5.1.2.1 Simulations préliminaires et influence du nombre de sous-cycles

Une série de simulations numériques a été réalisée avec trois nombres de Courant et quatre nombres de sous-cycles de l'algorithme de sub-cycling, soit douze cas au total. A chaque fois, 10 itérations non linéaires par pas de temps ont été utilisées et il n'y avait aucune sous-itération supplémentaire à chaque cycle de l'algorithme de sub-cycling. Cela permet dans un premier temps d'observer le comportement initial du solveur *ISIS-CFD*. Nous observons ensuite l'influence du nombre de sous-cycles N_s dans l'algorithme de sub-cycling sur la qualité de la solution. Les résultats sont répertoriés dans la première partie du Tableau 5.1 page 112, où les résidus de l'erreur sur c sont indiqués. Les Figures 5.2 et 5.3 permettent de visualiser le champ cellulaire du scalaire c et l'erreur sur celui-ci.

Avant de commenter les résultats, il semble pertinent de rappeler que le schéma BRICS permet de bien compresser l'interface lorsque le nombre de Courant est inférieur à 0,3. La première colonne des figures 5.2 et 5.3 montrent la forte dépendance au nombre de Courant du solveur *ISIS-CFD*. La solution obtenue à $C_o = 0,15$ est très proche de la valeur théorique alors que celle effectuée avec $C_o = 0,50$ est clairement altérée. La solution avec le nombre de Courant intermédiaire, $C_o = 0,25$, a une interface légèrement diffusée. La même tendance est observée lorsque l'algorithme de sub-cycling est utilisé avec $N_s = 1$, où le schéma de Crank-Nicolson remplace le BDF2. En revanche, les solutions sont meilleures pour les trois valeurs de C_o . Quand l'algorithme de sub-cycling est utilisé avec 5 ou 10 sous-cycles, nous pouvons à nouveau remarquer que la solution se dégrade quand C_o augmente, mais aussi quand N_s augmente. Ce constat est à l'origine de l'introduction d'une boucle de sous-itération pour la résolution de la fraction volumique dans l'algorithme de sub-cycling. En effet, sans cette boucle, l'erreur sur le champ de fraction volumique se cumule successivement au cours des sous-cycles, pour les raisons expliquées en 4.2.5, et l'ajout d'itérations non linéaires reste inefficace pour atteindre la convergence. La section suivante décrit les résultats alors obtenus en augmentant ce nombre d'itérations internes.

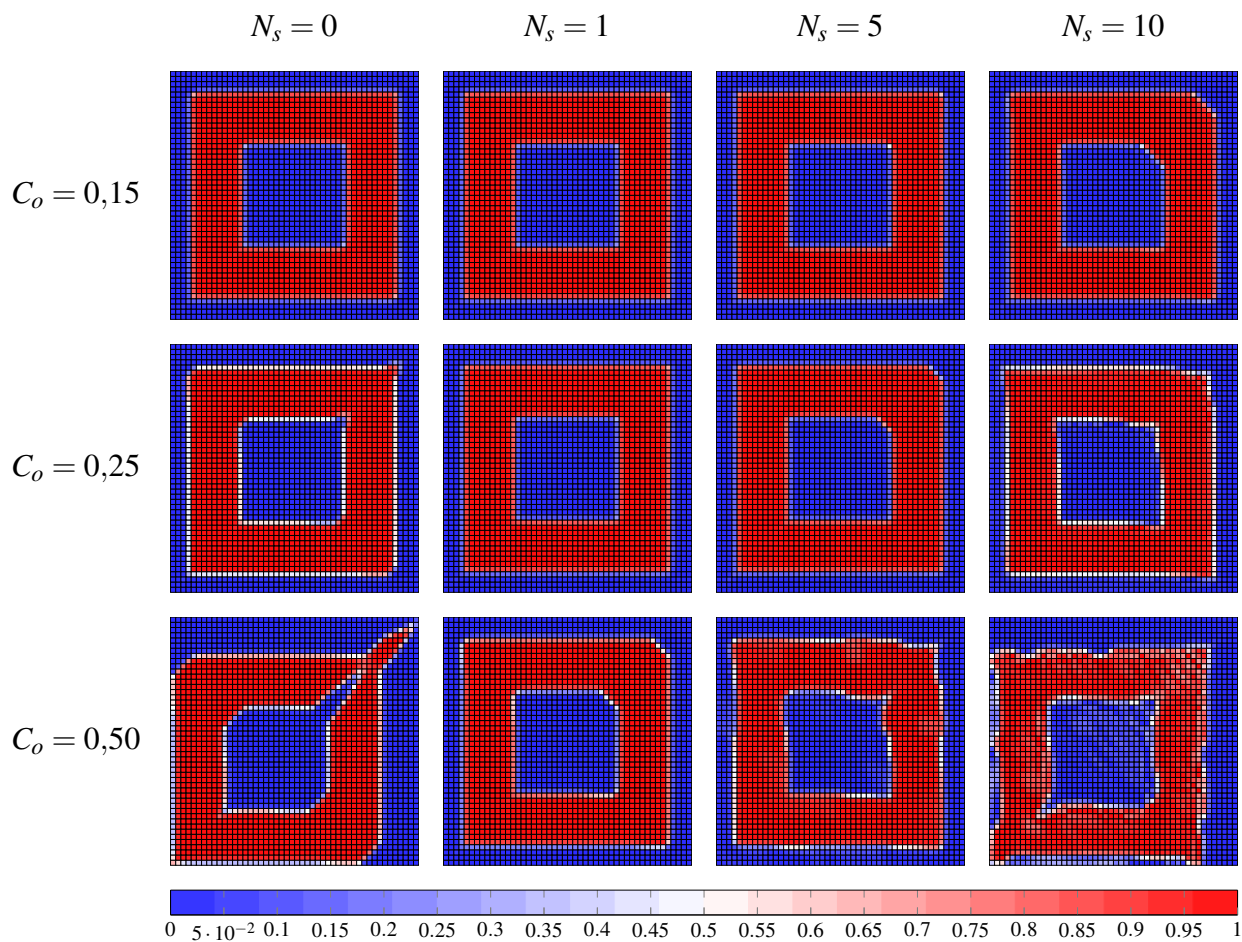


FIGURE 5.2 – Visualisation du champ cellulaire du scalaire c pour des nombres de Courant C_o de 0,15, 0,25 et 0,50 et pour des nombres de sous-cycles N_s de 0, 1, 5 et 10. Simulations effectuées avec 10 itérations non linéaires par pas de temps.

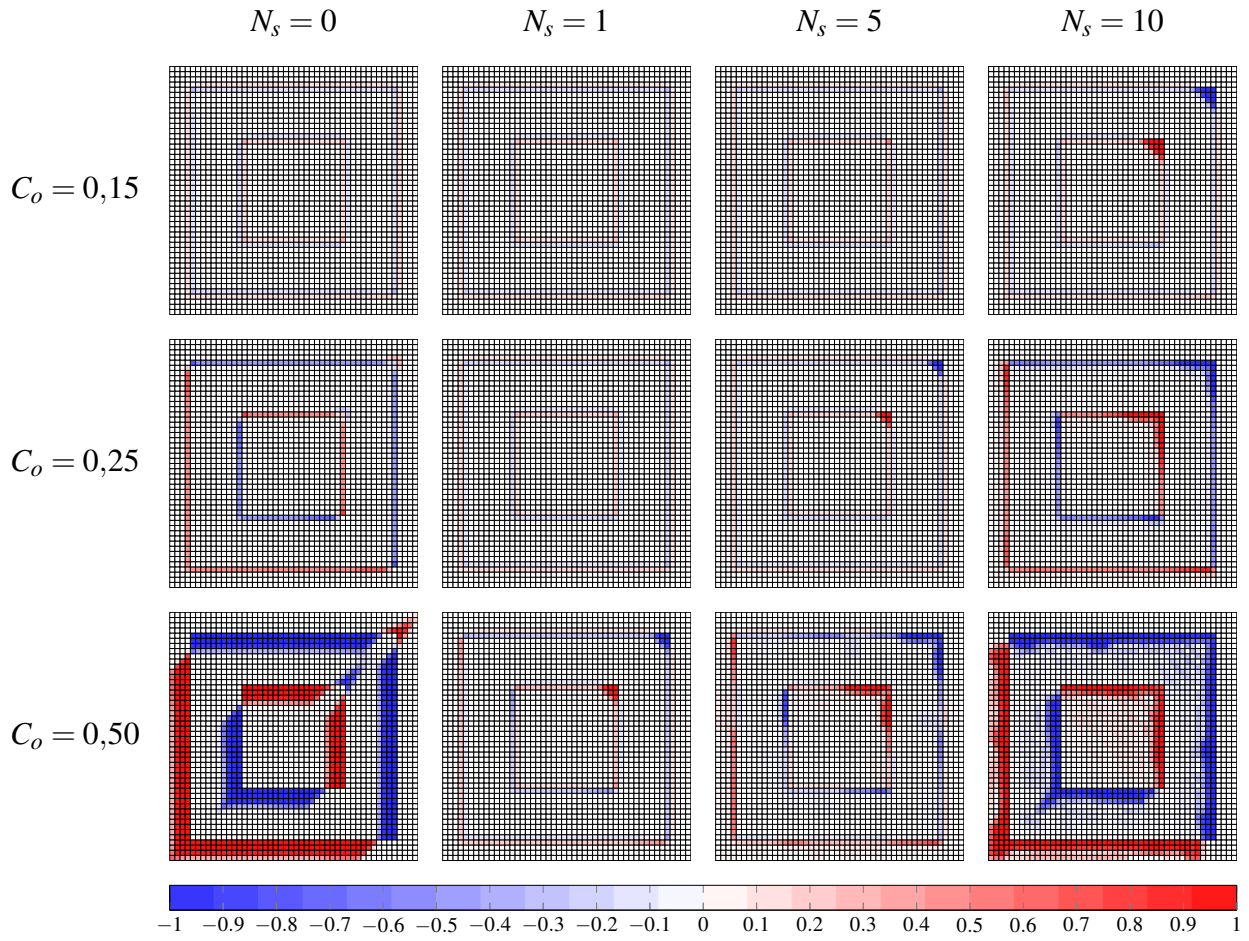


FIGURE 5.3 – Visualisation de l'erreur E_c sur le champ cellulaire du scalaire c pour des nombres de Courant C_o de 0,15, 0,25 et 0,50 et pour des nombres de sous-cycles N_s de 0, 1, 5 et 10. Simulations effectuées avec 10 itérations non linéaires par pas de temps.

		$N_{int} = 10$			$N_i = 1$						$N_i = 10$		
N_s		0			1			5			10		
C_o		0,15	0,25	0,50	0,15	0,25	0,50	0,15	0,25	0,50	0,15	0,25	0,50
N_{op}		8000	4800	2400	8000	4800	2400	8000	4800	2400	8000	4800	2400
$Res_{L2}(E_c)$		$7,244 \cdot 10^{-5}$	$1,826 \cdot 10^{-4}$	$6,367 \cdot 10^{-4}$	$6,967 \cdot 10^{-5}$	$7,202 \cdot 10^{-5}$	$1,296 \cdot 10^{-4}$	$7,057 \cdot 10^{-5}$	$1,012 \cdot 10^{-4}$	$2,211 \cdot 10^{-4}$	$1,282 \cdot 10^{-4}$	$2,515 \cdot 10^{-4}$	$5,422 \cdot 10^{-4}$
$Res_{Lmax}(E_c)$		$3,279 \cdot 10^{-1}$	$8,043 \cdot 10^{-1}$	1,000	$2,867 \cdot 10^{-1}$	$3,153 \cdot 10^{-1}$	$9,950 \cdot 10^{-1}$	$4,765 \cdot 10^{-1}$	$9,982 \cdot 10^{-1}$	1,000	$9,989 \cdot 10^{-1}$	1,000	1,000
t_{CPU} [s]		1421	843	432	1525	874	495	516	314	160	393	233	123
f_a		1	1	1	0,932	0,965	0,873	2,754	2,685	2,700	3,616	3,618	3,512

		$N_{int} = 5$			$N_i = 2$						$N_i = 10$		
N_s		1			5			10			10		
C_o		0,15	0,25	0,50	0,15	0,25	0,50	0,15	0,25	0,50	0,15	0,25	0,50
N_{op}		8000	4800	2400	8000	4800	2400	8000	4800	2400	8000	4800	2400
$Res_{L2}(E_c)$		$6,968 \cdot 10^{-5}$	$7,199 \cdot 10^{-5}$	$1,294 \cdot 10^{-4}$	$6,968 \cdot 10^{-5}$	$7,202 \cdot 10^{-5}$	$1,607 \cdot 10^{-4}$	$6,968 \cdot 10^{-5}$	$7,214 \cdot 10^{-5}$	$1,883 \cdot 10^{-4}$	$6,967 \cdot 10^{-5}$	$7,205 \cdot 10^{-5}$	$1,777 \cdot 10^{-4}$
$Res_{Lmax}(E_c)$		$2,867 \cdot 10^{-1}$	$3,067 \cdot 10^{-1}$	$9,953 \cdot 10^{-1}$	$2,869 \cdot 10^{-1}$	$3,310 \cdot 10^{-1}$	$9,947 \cdot 10^{-1}$	$2,868 \cdot 10^{-1}$	$3,681 \cdot 10^{-1}$	$9,970 \cdot 10^{-1}$	$2,867 \cdot 10^{-1}$	$3,259 \cdot 10^{-1}$	$9,964 \cdot 10^{-1}$
t_{CPU} [s]		876	493	257	876	493	257	876	493	257	876	493	257
f_a		1,622	1,710	1,681	4,267	4,236	4,235	5,283	5,204	5,023	5,283	5,204	5,023

		$N_{int} = 10$			$N_i = 2$						$N_i = 10$		
N_s		1			5			10			10		
C_o		0,15	0,25	0,50	0,15	0,25	0,50	0,15	0,25	0,50	0,15	0,25	0,50
N_{op}		16000	9600	4800	16000	9600	4800	16000	9600	4800	16000	9600	4800
$Res_{L2}(E_c)$		$6,968 \cdot 10^{-5}$	$7,201 \cdot 10^{-5}$	$1,449 \cdot 10^{-4}$	$6,967 \cdot 10^{-5}$	$7,201 \cdot 10^{-5}$	$1,695 \cdot 10^{-4}$	$6,967 \cdot 10^{-5}$	$7,205 \cdot 10^{-5}$	$1,777 \cdot 10^{-4}$	$6,967 \cdot 10^{-5}$	$7,205 \cdot 10^{-5}$	$1,777 \cdot 10^{-4}$
$Res_{Lmax}(E_c)$		$2,867 \cdot 10^{-1}$	$3,137 \cdot 10^{-1}$	$9,960 \cdot 10^{-1}$	$2,867 \cdot 10^{-1}$	$3,130 \cdot 10^{-1}$	$9,963 \cdot 10^{-1}$	$2,867 \cdot 10^{-1}$	$3,259 \cdot 10^{-1}$	$9,964 \cdot 10^{-1}$	$2,867 \cdot 10^{-1}$	$3,259 \cdot 10^{-1}$	$9,964 \cdot 10^{-1}$
t_{CPU} [s]		1629	986	509	1629	986	509	1629	986	509	1629	986	509
f_a		0,872	0,855	0,849	2,096	2,097	1,991	2,542	2,634	2,441	2,542	2,634	2,441

		$N_{int} = 5$			$N_i = 4$						$N_i = 10$		
N_s		1			5			10			10		
C_o		0,15	0,25	0,50	0,15	0,25	0,50	0,15	0,25	0,50	0,15	0,25	0,50
N_{op}		16000	9600	4800	16000	9600	4800	16000	9600	4800	16000	9600	4800
$Res_{L2}(E_c)$		$6,968 \cdot 10^{-5}$	$7,201 \cdot 10^{-5}$	$1,359 \cdot 10^{-4}$	$6,967 \cdot 10^{-5}$	$7,201 \cdot 10^{-5}$	$1,625 \cdot 10^{-4}$	$6,967 \cdot 10^{-5}$	$7,203 \cdot 10^{-5}$	$1,861 \cdot 10^{-4}$	$6,967 \cdot 10^{-5}$	$7,203 \cdot 10^{-5}$	$1,861 \cdot 10^{-4}$
$Res_{Lmax}(E_c)$		$2,867 \cdot 10^{-1}$	$3,131 \cdot 10^{-1}$	$9,954 \cdot 10^{-1}$	$2,867 \cdot 10^{-1}$	$3,126 \cdot 10^{-1}$	$9,958 \cdot 10^{-1}$	$2,867 \cdot 10^{-1}$	$3,191 \cdot 10^{-1}$	$9,966 \cdot 10^{-1}$	$2,867 \cdot 10^{-1}$	$3,191 \cdot 10^{-1}$	$9,966 \cdot 10^{-1}$
t_{CPU} [s]		1034	622	340	1034	622	340	1034	622	340	1034	622	340
f_a		1,374	1,355	1,271	2,770	2,887	2,469	3,030	3,306	3,021	3,030	3,306	3,021

Tableau 5.1 – Résidus en normes L2 et Lmax, temps CPU et facteur d'accélération f_a pour les simulations d'advection d'un carré creux

Bien que la précision des résultats obtenus avec $N_s = 5$ ne soit pas parfaite, elle est néanmoins similaire voire meilleure que celle de la résolution classique ($N_s = 0$), pour les trois nombres de Courant. Nous remarquons alors que les simulations ont été environ 2,7 fois plus rapides.

5.1.2.2 Influence du nombre d'itérations internes à chaque sous-cycle de l'algorithme de sub-cycling

Des simulations ont été effectuées avec des itérations internes dans l'algorithme de sub-cycling au nombre de $N_i = 2$ puis $N_i = 4$. Nous avons tout d'abord gardé un nombre d'opérations N_{op} , identique à celui des simulations de la section 5.1.2.1, mais avec $N_i = 2$. Cela permet d'observer l'éventuelle prépondérance de N_{int} ou N_i , pour un produit constant des deux paramètres. Nous avons ensuite effectué deux séries de calculs en doublant le nombre d'opérations.

Il apparaît clairement sur les figures 5.4 et 5.5 que l'ajout de la boucle itérative interne de l'algorithme de sub-cycling permet d'améliorer la convergence de la solution. Ce constat se vérifie par la baisse des résidus sur l'erreur (cf. Tableau 5.1). Nous pouvons également remarquer que l'usage de deux itérations dans cette boucle interne suffit à atteindre la convergence. En effet, le fait de doubler le nombre d'opérations n'entraîne pas une diminution supplémentaire des résidus, ou de manière très infime. Cela se confirme visuellement sur les figures 5.4 et 5.5, où il n'y a pas de différence entre la deuxième et la troisième colonne.

A N_{op} constant, l'ajout d'itération interne a un effet positif sur les temps de calcul. Pour $N_s = 5$ et $N_s = 10$, nous passons respectivement d'un facteur d'accélération f_a de 2,7 à 4,2 et de 3,6 à 5,2. A contrario, l'augmentation unique de N_i dégrade f_a , comme le montre la première et la troisième parties du tableau 5.1, où nous avons alors une évolution respective de 2,7 à 2,0 et de 3,6 à 2,5. Même si nous prenons en compte uniquement la résolution de la fraction volumique, le problème est traité en résolvant la vitesse et la pression avec des relaxations à 0, ce qui permet d'estimer

le facteur d'accélération que nous pourrions avoir dans une configuration plus réaliste, avec un écoulement physique.

5.1.3 Conclusion partielle sur la précision de l'algorithme de sub-cycling

L'utilisation de l'algorithme de sub-cycling sans la boucle interne ne permet pas d'obtenir une solution précise, notamment pour des nombres de Courant dans l'intervalle $[0;0,3]$, où le schéma BRICS doit permettre de compresser la surface libre efficacement. L'ajout de cette boucle interne de convergence avec une seule itération interne supplémentaire ($N_i = 2$), et le même nombre d'itérations non linéaires, permet de corriger ce défaut et améliore même la qualité de la solution originale, obtenue sans utiliser l'algorithme de sub-cycling. Dans ce cas test, nous arrivons également à la conclusion que seules deux itérations internes suffisent à atteindre la convergence. Nous préconisons alors d'utiliser $N_i = 2$ dès lors que l'on souhaite faire appel à l'algorithme de sub-cycling. Cette remarque va de pair avec le fait que, pour des calculs d'écoulements instationnaires tridimensionnels complexes, il faut dans tous les cas utiliser un grand nombre d'itérations non linéaires ($N_{itnl} = 10$, voire $N_{itnl} = 15$) dans le solveur *ISIS-CFD* pour faire globalement converger la solution, en tenant compte de toutes les équations du système (équation de quantité de mouvement ou couplage pour l'IFS).

Ce cas test a également confirmé l'accélération des simulations par l'usage de l'algorithme de sub-cycling et que celle-ci augmente avec le nombre de sous-cycles. L'ajout d'une itération interne dégrade les performances de cette procédure, bien qu'elle soit toujours bénéfique pour atteindre une solution pleinement convergée après un nombre d'itérations non linéaires typique. Cette perte d'efficacité est toutefois à prendre avec précaution pour ce cas test étant donné que la part de la résolution de l'équation d'advection de c dans le temps CPU total y est considérablement plus importante que dans un écoulement où il est nécessaire de bien résoudre la pression et la turbulence.

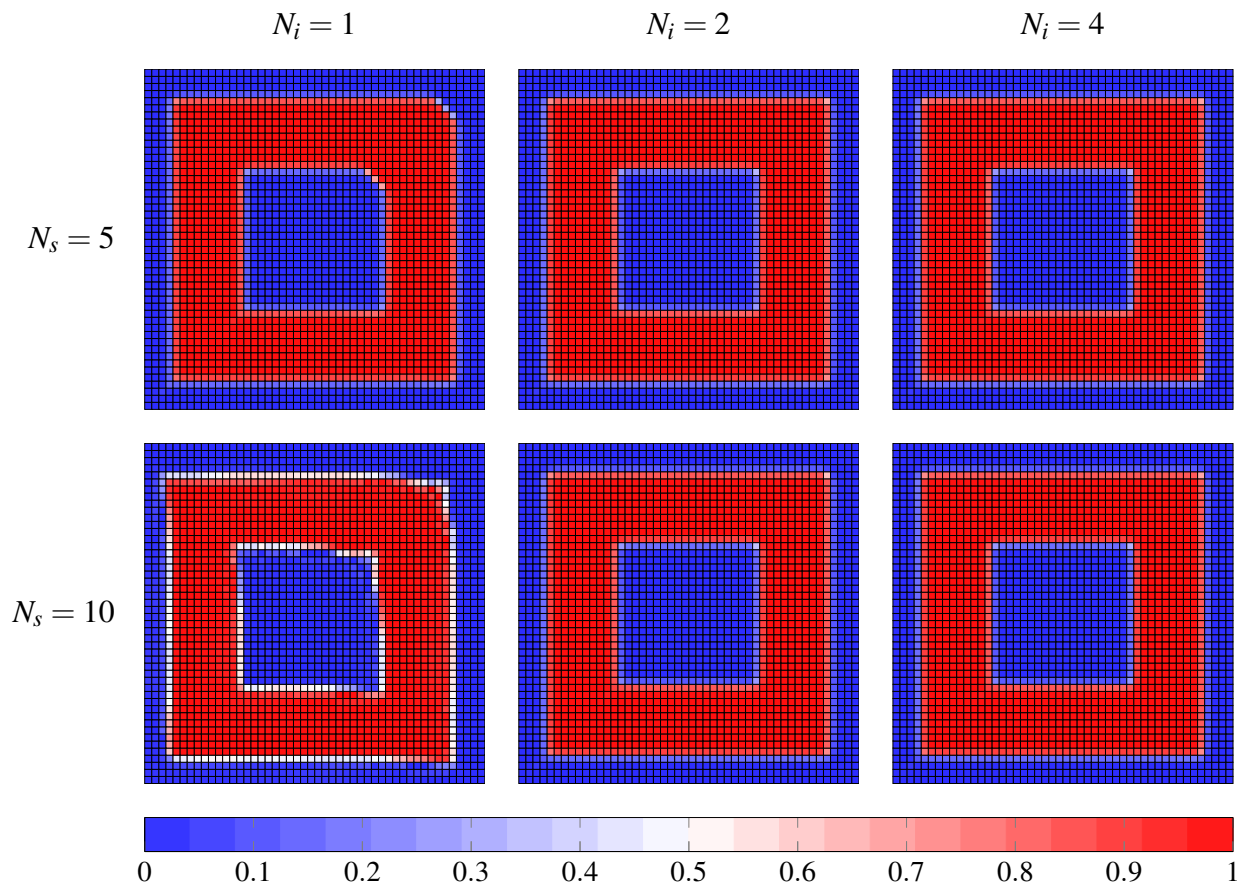


FIGURE 5.4 – Visualisation du champ cellulaire du scalaire c pour des nombres de sous-cycles de N_s de 5 et 10 et pour des nombres d'itérations internes N_i à chaque sous-cycle de l'algorithme de sub-cycling de 1, 2 et 4. Simulations effectuées avec un nombre de Courant $C_o = 0,25$.

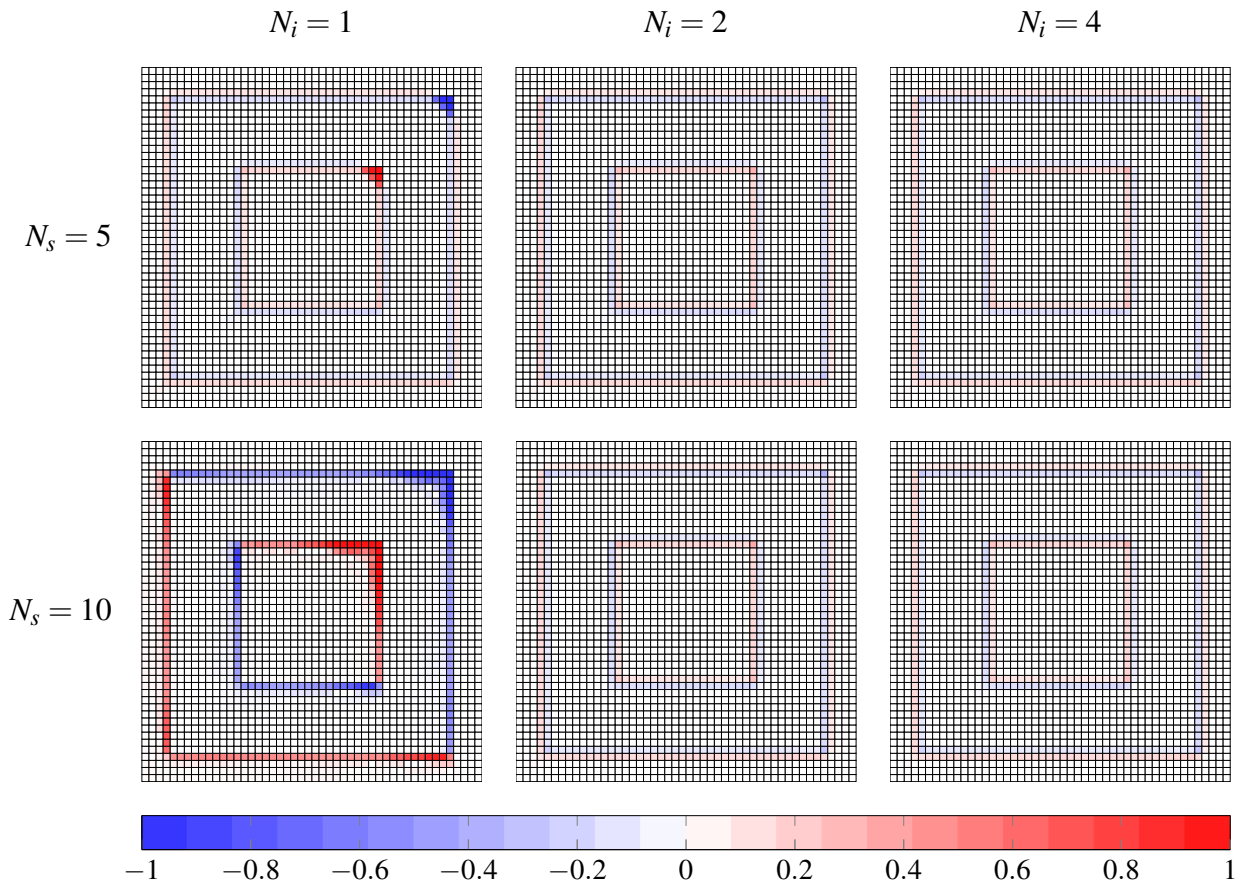


FIGURE 5.5 – Visualisation de l’erreur E_c sur le champ cellulaire du scalaire c pour des nombres de sous-cycles de N_s de 5 et 10 et pour des nombres d’itérations internes N_i à chaque sous-cycle de l’algorithme de sub-cycling de 1, 2 et 4. Simulations effectuées avec un nombre de Courant $C_o = 0,25$.

5.2 Compatibilité avec l'AGR

Dans cette section, nous validons l'algorithme de sub-cycling sur un cas test plus complexe et réaliste que celui précédemment utilisé. Il s'agit d'une situation modélisant la chute d'une colonne d'eau se propageant après la rupture d'un barrage et entrant en collision avec un obstacle. Ce type de cas test provient d'essais expérimentaux effectués par Martin et Moyce [126] sans autre obstacle que les parois du domaine, puis par Koshizuka, Tamako et Oka [104] avec obstacle. Cette configuration est souvent utilisée pour la validation de simulations d'écoulements instationnaires à surface libre [173, 3, 76]. Nous l'utilisons pour vérifier la compatibilité de l'algorithme de sub-cycling avec la procédure de raffinement automatique de maillage (*Adaptive Grid Refinement*, AGR) déjà en place dans *ISIS-CFD*.

5.2.1 Description du cas test : chute d'une colonne d'eau avec obstacle

5.2.1.1 Configuration

Il s'agit d'une configuration bidimensionnelle où une colonne d'eau rectangulaire de largeur $a = 0,146\text{m}$ et de hauteur $2a$ est initialement située dans le coin inférieur gauche d'un domaine carré de côté $4a$, dont les bords sont des parois solides exceptée celle du dessus qui est à l'air libre. A $t = 0\text{s}$, la contrainte maintenant la colonne d'eau est relâchée et la gravité entraîne sa chute, puis sa collision avec un obstacle rectangulaire de largeur $d = 0,024\text{m}$ et de longueur $2d$, placé sur la paroi inférieure à une distance a de la paroi de gauche (cf. Figure 5.6).

L'accélération de la pesanteur est de $g = 9,81\text{m} \cdot \text{s}^{-2}$. Les viscosités dynamiques de l'eau et de l'air valent respectivement $\mu_1 = 1,04362 \cdot 10^{-3}\text{Pa} \cdot \text{s}$ et $\mu_2 = 1,85 \cdot 10^{-5}\text{Pa} \cdot \text{s}$ et les masses volumiques sont de $\rho_1 = 998,4\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$ et $\rho_2 = 1,2\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$.

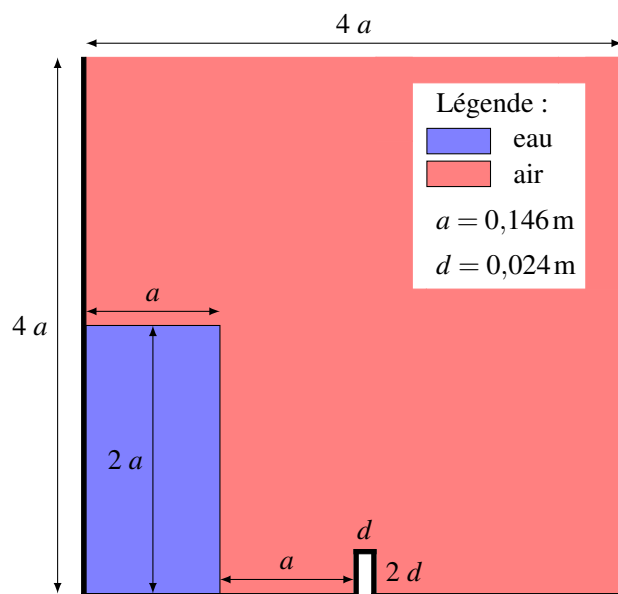


FIGURE 5.6 – Description du cas test de la rupture de barrage avec obstacle

5.2.1.2 Procédure numérique

Pour ces simulations, une condition de glissement est appliquée sur les parois solides. Une condition de Dirichlet est utilisée sur la face supérieure où la pression atmosphérique est imposée.

Deux type de maillages ont été générés avec HEXPRESSTM. Dans la première configuration, le maillage est assez fin et fixe pendant la simulation. Dans la moitié inférieure du domaine, il y a 192 cellules dans la direction horizontale et 96 dans la direction verticale. Le maillage devient graduellement plus grossier dans la moitié supérieure du domaine et les cellules atteignent des dimensions qu'elles auraient toutes si le domaine était discrétisé en 24×24 . Dans la seconde configuration, le raffinement automatique de maillage est utilisé pendant les simulations. Le maillage initial est très grossier puisque le domaine est discrétisé en 58×58 cellules, sauf autour de l'obstacle où le maillage est plus raffiné. Les cellules au voisinage de la surface libre sont raffinées pendant les simulations par l'AGR toutes les trois itérations temporelles, de manière à atteindre une taille cible (normale à la surface libre) de 1,25 mm sur une épaisseur de N_l couches tampon de cellules, soit une dimension deux fois plus petite que la taille des cellules dans le maillage fixe.

Les simulations ont été faites avec sur une station de travail Dell PrecisionTM T5600 avec 16 GB de mémoire vive et 8 processeurs Intel® Xeon® E5-2609 cadencés à 2,40 GHz. Différents nombres de processeurs N_p ont été utilisés. L'algorithme de sub-cycling a été utilisé avec un nombre de sous-cycles N_s de 5 ou 10 et, comme en section 5.1, $N_s = 0$ veut dire que la procédure n'a pas été utilisée. L'augmentation du nombre de sous-cycles devrait diminuer les temps de calculs bien qu'il faut par ailleurs vérifier que la solution obtenue ne se dégrade pas.

Quand l'algorithme de sub-cycling est utilisé en combinaison avec l'AGR, alors le nombre N_l de couches de cellules doit être augmenté¹. Le nombre total de cellules est donc plus important à n'importe quel moment du calcul. Nous indiquons alors la moyenne du nombre de cellules au cours de la simulation, dénoté N_c .

Le pas de temps global est recalculé automatique dans *ISIS-CFD* à chaque itération temporelle de manière à obtenir un nombre de Courant cible $C_o^{c,g} = 0,3$ si $N_s = 0$, ou bien $C_o^{c,g} = 0,3 N_s$ avec $C_o^{c,s} = 0,3$ si $N_s > 0$.

5.2.2 Simulations numériques de la chute d'une colonne d'eau avec obstacle

Des calculs initiaux ont été réalisés avec les maillages sus-décrits et les résultats correspondants sont résumés dans les premières parties des tableaux 5.2 et 5.3, où les simulations ont été arrêtées à un temps physique de 0,2 s. Nous avons été obligés de modifier le domaine de calcul car les projections d'eau sortaient du domaine au niveau de la face supérieure et cette caractéristique est mal gérée par la condition aux limites supérieure. Il a donc été décidé d'augmenter de moitié l'altitude de cette face. Nous avons également procédé à une limitation de la zone d'action de l'AGR, celui-ci étant désactivé à partir d'une altitude de $3,5 a$ afin d'éviter des effets indésirables à savoir des générations de cellules inutiles et très coûteuses apparaissant après un temps physique de 0,2 s.

Nous avons choisi de comparer visuellement l'évolution de l'écoulement à celle obtenue expérimentalement par Koshizuka [104] (photographies reproduites depuis [76]). Les visualisations de l'écoulement sur les différents cas sont toutes similaires et parviennent à reproduire le comportement décrit par Ubbink [173]. Nous avons choisi de montrer l'écoulement du cas 20 du Figure 5.3 page 121 en Figure 5.8 page 120. En quelques mots, nous retrouvons tout d'abord une fine couche

1. par rapport à un calcul avec AGR mais sans utiliser l'algorithme de sub-cycling

issue de la colonne d'eau venant impacter l'obstacle. Une langue d'eau se forme au dessus de l'obstacle, puis se dirige vers la droite et vient s'écraser sur la paroi opposée du domaine, emprisonnant de l'air en dessous d'elle. Une langue secondaire se forme alors en haut à droite de l'obstacle, piégeant à son tour une zone d'air.

Nous regardons également la valeur maximale de la composante horizontale de l'effort hydrodynamique sur l'obstacle, $F_{x, \max}$, pour chaque simulation. Aucune valeur expérimentale n'est disponible pour cette donnée alors nous prenons par défaut celle du cas 4 comme référence.

Dans les sections suivantes, nous commentons aussi les temps de calcul t_{CPU} . Une autre métrique du calcul est regardée : il s'agit du coût C exprimant le temps CPU moyen par cellule sur la totalité d'une simulation.

5.2.2.1 Maillages fixes

Les différents cas des simulations effectuées avec maillages fixes sont synthétisés dans le Figure 5.2. La Figure 5.7 page suivante permet de visualiser les trois iso-contours de la fraction volumique, de valeurs 0,1, 0,5 et 0,9, pour un cas de calcul avec l'algorithme de sub-cycling et un autre sans l'utiliser. Les résultats sont très similaires. Nous constatons toutefois que la langue d'eau semble plus propice à se rompre dans le cas 3, c'est-à-dire avec l'algorithme de sub-cycling.

Son utilisation permet d'accélérer les calculs d'un facteur f_a d'environ 3 avec l'usage de 10 sous-cycles et un seul processeur. Ce facteur a même tendance à augmenter quand le nombre de processeurs utilisés croît. Il semble donc que la part du temps CPU pour les communications entre les processeurs soit moindre à l'échelle de la résolution de la fraction volumique par rapport à l'échelle globale du code. Le coût de calcul C_{tot} suit la même évolution étant donné que le nombre de cellules N_c est constant.

Il faut noter une baisse dans la valeur de $F_{x, \max}$ quand l'algorithme de sub-cycling est utilisé. Cela est peut-être dû à un choix de pas de temps trop grand par rapport à la physique de l'écoulement. En effet, il est possible que de l'air soit piégé au moment de l'impact sur l'obstacle, réduisant ainsi les efforts.

Cas	t_{phys} [s]	N_p	N_s	AGR	N_l	t_{CPU} [s]	f_a	N_c	ratio N_c	C_{tot} [ms/pt]	ratio C_{tot}	$F_{x, \max}$ [N]	Erreur $F_{x, \max}$ [%]
1	0,2	1	0	×	×	1905	-	20210	-	94,3	-	183	-0,5
2	0,2	1	5	×	×	824	2,31	20210	1	40,8	2,31	179	-2,7
3	0,2	1	10	×	×	646	2,95	20210	1	32,0	2,95	175	-4,9
7	0,6	1	0	×	×	6100	-	21002	-	290,4	-	183	-0,5
8	0,6	1	10	×	×	2054	2,97	21002	1	97,8	2,97	175	-4,9
9	0,6	2	0	×	×	3657	-	21002	-	174,1	-	183	-0,5
10	0,6	2	10	×	×	1181	3,10	21002	1	56,2	3,10	175	-4,9
11	0,6	4	0	×	×	2171	-	21002	-	103,4	-	183	-0,5
12	0,6	4	10	×	×	672	3,23	21002	1	32,0	3,23	175	-4,9
13	0,6	8	0	×	×	1443	-	21002	-	68,7	-	183	-0,5
14	0,6	8	10	×	×	355	4,07	21002	1	16,9	4,07	175	-4,9

Tableau 5.2 – Résumé des résultats obtenus pour les simulations du d'une chute de colonne d'eau avec obstacle sur maillage fixe

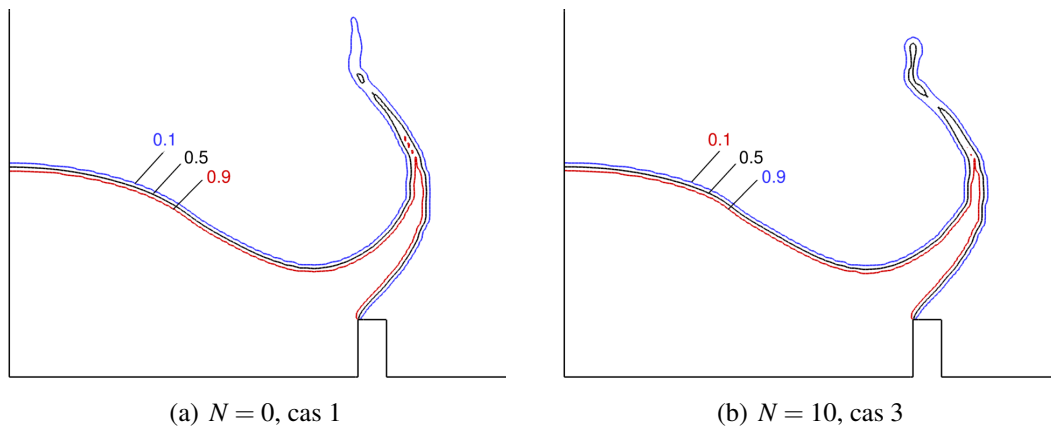


FIGURE 5.7 – Iso-contours de la fraction volumique pour la simulation d’une chute de colonne d’eau avec obstacle à $t = 0,2\text{s}$ (a) sans et (b) avec l’algorithme de sub-cycling

5.2.2.2 Maillages avec raffinement automatique

Les simulations utilisant l’AGR sont répertoriées dans le Figure 5.3 page 121. Les cas 4 à 6 permettent de voir l’influence du nombre de couches de cellules tampon N_l . Les efforts obtenus avec $N_l = 5$ et $N_l = 10$ sont identiques donc il apparaît que, pour ce cas test, un nombre de couches $N_l = 5$ suffit.

Les gains en temps CPU sont nettement moins intéressants que ceux des calculs avec maillages fixes. Les cas 5 et 16 ont des configurations identiques mais le premier est arrêté à un temps physique de 0,2s. Si nous nous référons aux cas 4 et 15, identiques aux deux cas précédent mais n’utilisant pas l’algorithme de sub-cycling, alors nous pouvons remarquer que N_c augmente fortement (avec un ratio allant jusqu’à environ 2), cela signifiant que l’AGR génère beaucoup de cellules à partir de 0,2s et que cela dégrade particulièrement les performances de l’algorithme de sub-cycling, malgré un coût C environ 3 fois plus faible.

Comme dans les cas avec maillages fixes, le facteur d’accélération f_a augmente avec le nombre de processeurs N_p^2 .

Les efforts $F_{x, \max}$ obtenus avec l’algorithme de sub-cycling et AGR ont une erreur moindre que les cas sans AGR. Cela vient sûrement du fait que la taille cible des cellules paramétrée dans l’AGR est deux fois plus petite que la taille minimale des cellules des maillages fixes.

5.2.3 Conclusion partielle

Le cas test de la chute d’une colone d’eau avec obstacle a permis de franchir une nouvelle étape de validation de l’algorithme de sub-cycling. Les résultats obtenus sont en accord avec les photographies effectuées dans les essais expérimentaux de Koshizuka et coll. [104]. Sur maillage fixe, le facteur d’accélération est de 3 pour un calcul monoprocesseur et il monte à 4 pour un calcul sur 8 processeurs. Les résultats sont plus contrastés quand l’AGR est utilisé. En effet, les temps de calcul sont similaires à ceux obtenus sans l’algorithme de sub-cycling, voire 1,5 fois plus courts dans le meilleur des cas. Ce manque de performance s’explique par l’obligation d’ajouter

2. en se référant à chaque fois à deux configurations où la seule différence est l’usage de l’algorithme de sub-cycling

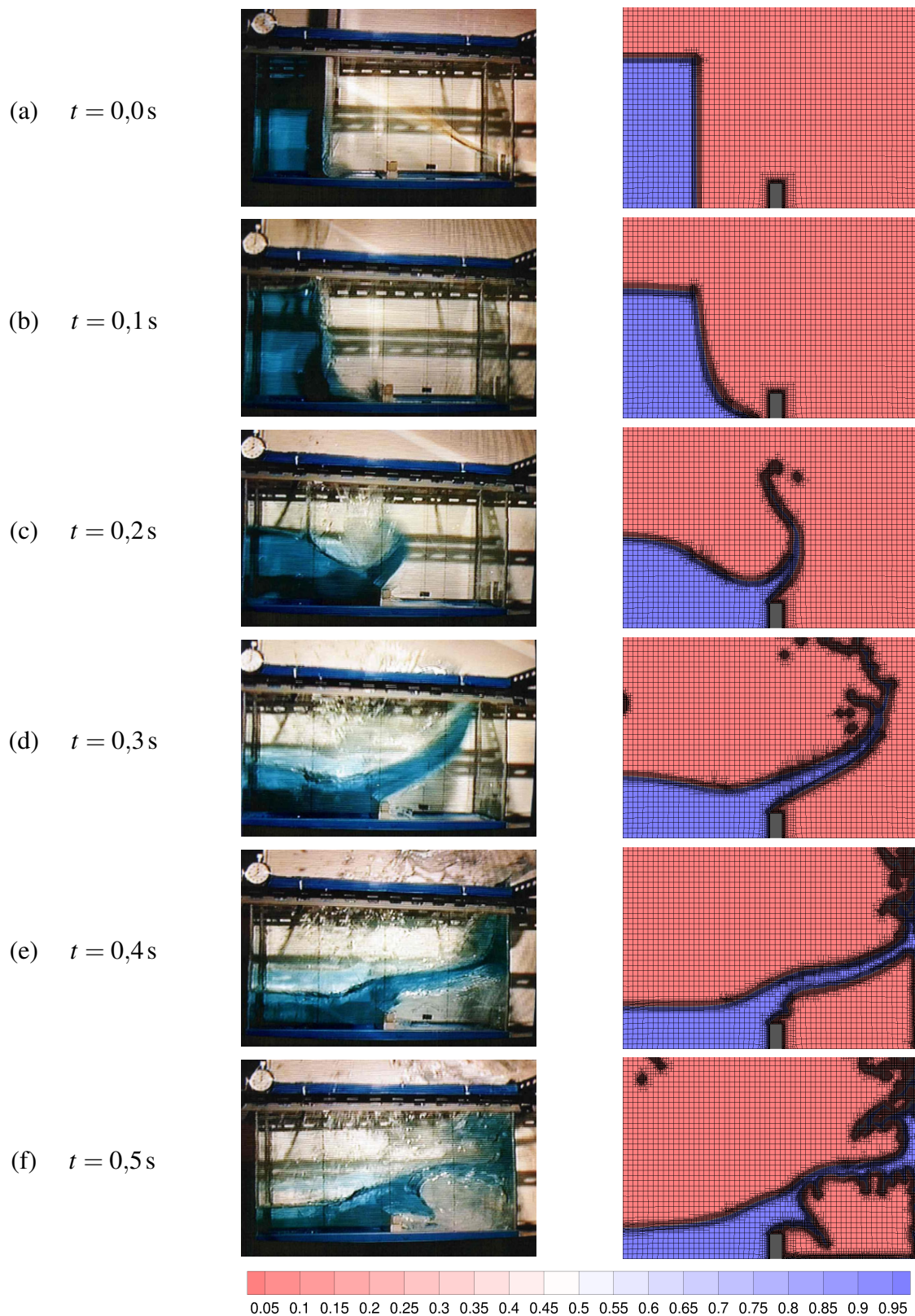


FIGURE 5.8 – Evolution de l'écoulement avec, à gauche, des photographies provenant de Koshizuka et coll. [104] et, à droite, des instantanés de la fraction volumique obtenue par simulation numérique du cas 20 avec AGR et l'algorithme de sub-cycling

Cas	t_{phys} [s]	N_p	N_s	AGR	N_l	t_{CPU} [s]	f_a	N_c	ratio N_c	C_{tot} [ms/pt]	ratio C_{tot}	$F_{x, \text{max}}$ [N]	Erreur $F_{x, \text{max}}$ [%]
4	0,2	1	0	✓	1	3514	-	5774	-	540,9	-	184	-
5	0,2	1	10	✓	5	2545	1,38	8039	1,39	280,1	1,93	179	-2,7
6	0,2	1	10	✓	10	3285	1,07	10590	1,83	263,9	2,05	179	-2,7
15	0,6	1	0	✓	1	28840	-	11082	-	1572,1	-	184	-
16	0,6	1	10	✓	5	29818	0,97	21938	1,98	492,8	3,19	179	-2,7
17	0,6	2	0	✓	1	15576	-	11251	-	899,4	-	184	-
18	0,6	2	10	✓	5	13311	1,17	22061	1,96	246,2	3,65	179	-2,7
19	0,6	4	0	✓	1	8025	-	10993	-	491,8	-	184	-
20	0,6	4	10	✓	5	5960	1,35	22538	2,05	133,1	3,69	179	-2,7
21	0,6	8	0	✓	1	5204	-	10732	-	316,1	-	184	-
22	0,6	8	10	✓	5	3380	1,54	22485	2,10	88,2	3,58	179	-2,7

Tableau 5.3 – Résumé des résultats obtenus pour les simulations du d'une chute de colonne d'eau avec obstacle sur maillage avec AGR

des couches de cellules tampon autour de la surface libre pour l'usage de l'AGR avec l'algorithme de sub-cycling. Malgré une efficacité bien meilleure en terme de temps CPU moyen par cellule sur la totalité d'une simulation, environ 3 fois supérieure³, les maillages des simulations utilisant l'algorithme de sub-cycling ont en moyenne deux fois plus de cellules, même en ayant réduit le nombre de couches tampon à $N_l = 5$.

Il en résulte que, bien que l'usage à la fois de l'AGR et de l'algorithme de sub-cycling puisse apparaître très attrayant, l'efficacité brute sur le temps CPU, à moyen de calcul donné, est au final un peu décevante. Cela est dû à l'augmentation importante du nombre de cellules au cours du calcul. En revanche, nous pouvons imaginer que l'efficacité de ce binôme soit meilleure pour des écoulements où la surface libre ne se brise pas, en particulier en une multitude de projections de gouttes causant un surcoût important en génération de cellules.

3. nombre équivalent au facteur d'accélération obtenu sur les maillages fixes

5.3 Compatibilité avec la déformation de maillage

5.3.1 Description du cas test : profil NACA 0012 immergé

Nous continuons la validation de l'algorithme de sub-cycling dans cette section en vérifiant l'intégration des développements effectués spécifiquement pour la prise en compte de la déformation de maillage. Le cas test choisi pour cette validation est celui d'un profil NACA 0012 immergé, en configuration bidimensionnelle, provenant des essais expérimentaux effectués par Duncan [56].

5.3.1.1 Configuration

La configuration du cas test est résumée sur la Figure 5.9. Un profil NACA 0012 de corde $c_{profil} = 0,203$ m est tracté dans un bassin rectangulaire à une vitesse constante de $U = 0,8 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$, après une phase d'accélération en rampe de vitesse pendant $t_{acc} = 2$ s. L'hydrofoil est incliné d'un angle $\alpha = 5^\circ$. La distance entre le fond du domaine et le profil (prise à mi-corde) est de $H = 0,175$ m et la distance entre la surface libre au repos et le profil est fixée à $s = 0,236$ m. Les nombres adimensionnels pertinents sont $Re = 1,53 \cdot 10^5$ pour le nombre de Reynolds et $Fr = 0,567$ pour le nombre de Froude. Les simulations sont effectuées en considérant une envergure égale à 1 m.

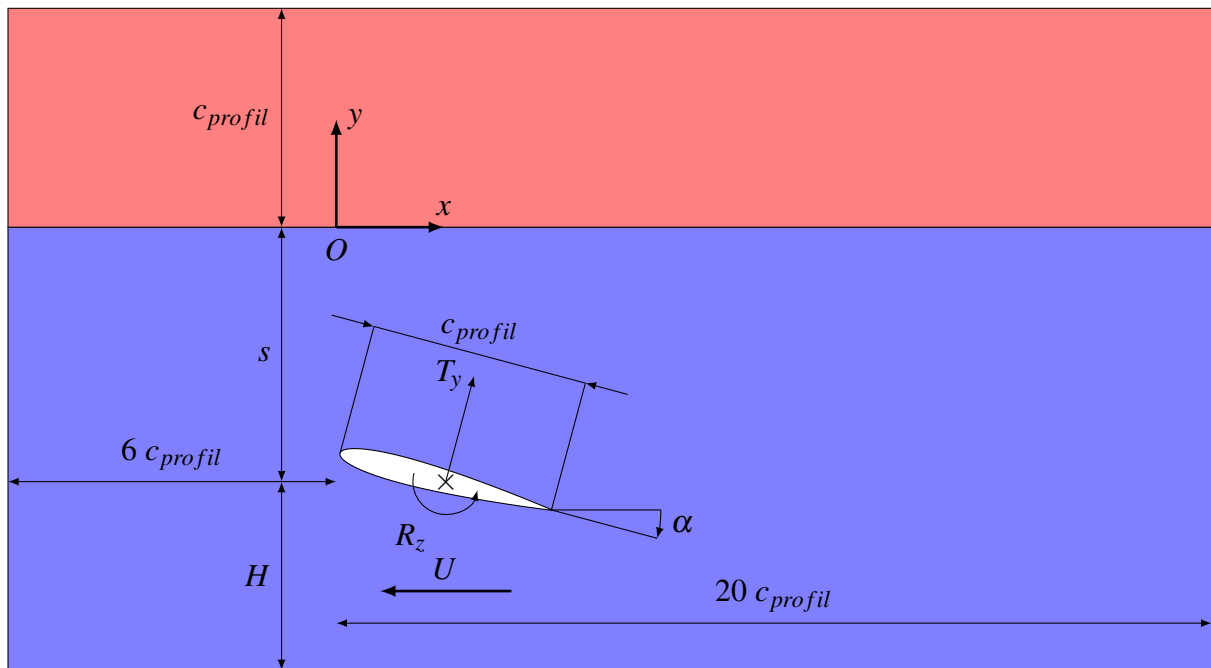


FIGURE 5.9 – Description du cas test du profil NACA 0012 immergé

5.3.1.2 Procédure numérique

L'entrée du domaine est placée à une distance de $6 c_{profil}$ du profil et la sortie à une distance de $20 c_{profil}$. La frontière supérieure est située à une distance c_{profil} de la surface libre. La densité de maillage est supérieure autour du profil ainsi que de la surface libre. Une couche limite est insérée sur les parois de l'hydrofoil. Un maillage d'environ 19000 cellules a été généré

avec HEXPRESS™ (cf. Figure 5.10(a)). Un autre maillage d'environ 11 000 cellules a été généré, sans raffinement autour de la surface libre, et il est utilisé pour des calculs avec AGR (cf. Figure 5.10(b)). En entrée du domaine, la vitesse est définie à sa valeur en champ lointain, c'est-à-dire à vitesse nulle. Le champ de pression en sortie et sur la face supérieure est imposé à la pression hydrostatique. Une condition de glissement est paramétrée sur la face solide au fond du domaine alors qu'une loi de paroi est appliquée sur le profil. Le modèle de turbulence $k - \omega$ SST de Menter [128] est utilisé.

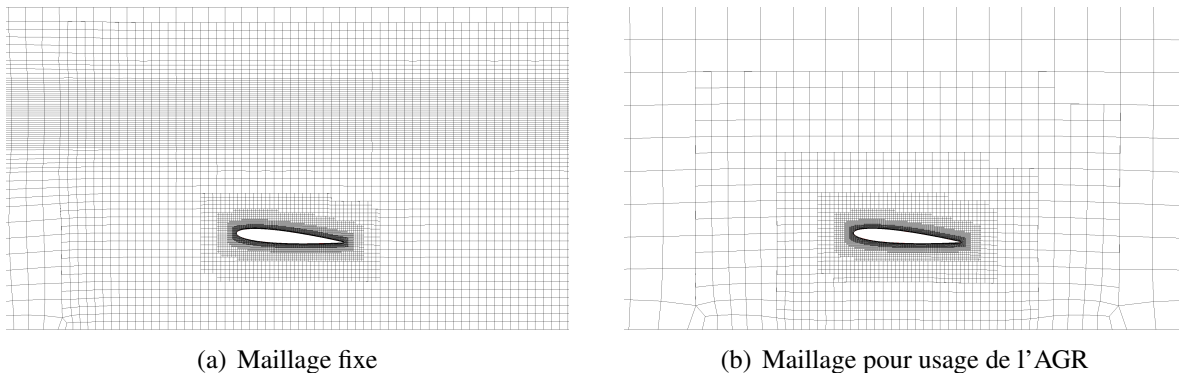


FIGURE 5.10 – Deux types de maillage utilisés pour les simulations de l'écoulement autour d'un profil NACA 0012 immergé

5.3.2 Simulations

Deux types de simulations ont été menés. Dans le premier cas, que nous qualifions de cas stationnaire, nous avons repris à l'identique une des conditions expérimentales définies par Duncan et utilisée par Leroyer et coll. [116] pour valider l'algorithme de sub-cycling avec une intégration en temps du premier ordre. Cette fois-ci, nous utilisons la méthode du second ordre. Ensuite, dans un deuxième cas instationnaire, des simulations avec mouvements secondaires de l'hydrofoil sont réalisées. Des mouvements de pilonnement T_y et de tangage R_z sinusoïdaux sont ajoutés dans le but de valider l'intégration des capacités de déformation de maillage dans l'algorithme de sub-cycling. Des calculs avec usage du raffinement automatique sont également réalisés pour les deux cas.

Les simulations ont été faites avec une station de travail Dell Precision™ T5600 avec 16 GB de mémoire vive et 8 processeurs Intel® Xeon® E5-2609 cadencés à 2,40 GHz en utilisant 4 processeurs à chaque fois.

5.3.2.1 Cas stationnaire

Différentes simulations sont réalisées avec des nombres de sous-cycles N_s différents dans lesquelles nous faisons en sorte que le nombre de Courant effectif par sous-cycle C_o^s soit d'environ 0,15 pour les cellules situées autour de la surface libre. Afin de s'assurer de la précision des résultats, nous avons choisi un nombre $N_i = 2$ d'itérations internes dans l'algorithme de sub-cycling, bien qu'une seule itération devrait permettre en théorie, à convergence, d'obtenir des résultats identiques. La taille cible des cellules pour le raffinement automatique est choisie de manière à retrouver la finesse du maillage fixe, soit environ 4 mm dans la dimension verticale. La durée physique totale est de 40 s. Le Tableau 5.4 page suivante présente un extrait des simulations effectuées

avec les configurations et les résultats obtenus. Nous nous concentrons ici sur l'analyse des valeurs convergées de la portance L du profil, son erreur $E(L)$ par rapport aux cas de référence (cas 1 sans AGR et cas 4 avec AGR) et sur les temps de calcul total t_{CPU}^{total} et à convergence t_{CPU}^{conv} .

Cas	AGR	N_s	L [N]	$E(L)$ [%]	t_{CPU}^{total} [s]	f_a	t_{phys}^{conv} [s]	t_{CPU}^{conv} [s]	f_a^{conv}
1	×	0	71,675	-	4778	-	21,8	2613	1,0
2	×	5	71,651	-0,03	1691	2,8	13,0	559	4,7
3	×	10	71,644	-0,04	1221	3,9	10,1	304	8,6
4	×	20	71,632	-0,06	980	4,9	11,3	282	9,3
5	✓	0	71,569	-	10026	-	18,3	4447	1,0
6	✓	5	71,568	0,00	3988	2,5	18,4	1801	2,5
7	✓	10	71,525	-0,06	2778	3,6	13,4	537	4,8
8	✓	20	71,544	-0,03	2225	4,5	11,7	629	7,1

Tableau 5.4 – Résumé des configurations et des résultats obtenus pour les simulations en stationnaire d'un profil NACA 0012 immergé

Les signaux d'efforts présentant tous des ondulations d'amplitudes plus ou moins élevées (cf. Figure 5.11 page suivante), il a été décidé de définir la valeur convergée de la portance comme sa moyenne sur les dix dernières secondes de temps physique. Ensuite, nous définissons un temps physique de convergence t_{phys}^{conv} égal au dernier instant où le signal d'effort est égal à la valeur convergée du calcul à 0,1 % près. Ce temps est bien sûr une donnée a posteriori de la simulation. Une fois t_{phys}^{conv} obtenu, nous déduisons le temps CPU t_{CPU}^{conv} correspondant en regardant les fichiers de journal des simulations. Nous pouvons en déduire un nouveau ratio f_a^{conv} , similaire à f_a , mais dont la définition s'applique quand la convergence est atteinte, et non sur la totalité de la simulation.

Il apparaît que, quelque soit N_s , les valeurs de portance obtenues avec l'algorithme de sub-cycling sont très proches des valeurs de référence. Si nous omettons la valeur du cas 8, l'erreur croît avec N_s et donc avec le pas de temps global, ce qui était attendu. L'erreur est alors maximale avec $N_s = 20$ et vaut -0,06 % dans le calcul avec maillage fixe. En effet, même à un nombre de Courant très faible $C_o^s = 0,15$, le pas de temps global est trop grand par rapport au cas de référence. Cette faible différence semble être due à la légère dépendance de l'équation de pression au pas de temps (cf. section 3.2.4.1). La Figure 5.12 page 126 montre le champ de pression pour le calcul de référence à $N_s = 0$ et les écarts entre les pressions obtenues dans les simulations effectuées avec $N_s > 0$ sous-cycles et celle du calcul de référence. Ces écarts sont d'environ ± 5 Pa au maximum et localisés au niveau de la surface libre. Ils sont tout de même faibles, relativement au champ de pression, et expliquent par ailleurs que les valeurs de portance sont toutes très proches.

Comme dans les cas test précédents, nous pouvons constater que le facteur d'accélération des calculs f_a augmente avec N_s . Il vaut 3,9 pour $N_s = 10$ et quand le maillage est fixe, ce qui est légèrement supérieur aux valeurs obtenues dans les autres cas test précédemment étudiés. Il est légèrement plus faible ($f_a = 3,6$) quand l'AGR est utilisé mais bien plus élevé que ce qui est obtenu pour le cas de la chute d'une colonne d'eau avec obstacle ($f_a = 1,38$) avec des paramètres de raffinement similaires. En effet, le coût de l'AGR est nettement plus faible dans ces calculs car les déformations de la surface libre sont moins complexes et celle-ci tend vers une position stationnaire.

Les temps physiques pour atteindre la convergence sont globalement inférieurs quand $N_s > 0$ par rapport au cas $N_s = 0$. L'utilisation de l'AGR a tendance à retarder la convergence des simulations dans le cas général et en particulier quand l'algorithme de sub-cycling est utilisé. Cette convergence plus lente se vérifie nettement en regardant la Figure 5.11, où les oscillations sont longues à amortir. L'allure générale de la convergence de la portance ne dépend en revanche pas de l'usage de l'AGR. Le facteur d'accélération à convergence f_a^{conv} semble, comme f_a mais à plus forte mesure, être une fonction croissante de N_s . Pour $N_s = 20$, il atteint 9,3 sur maillage fixe et 7,1 avec AGR.

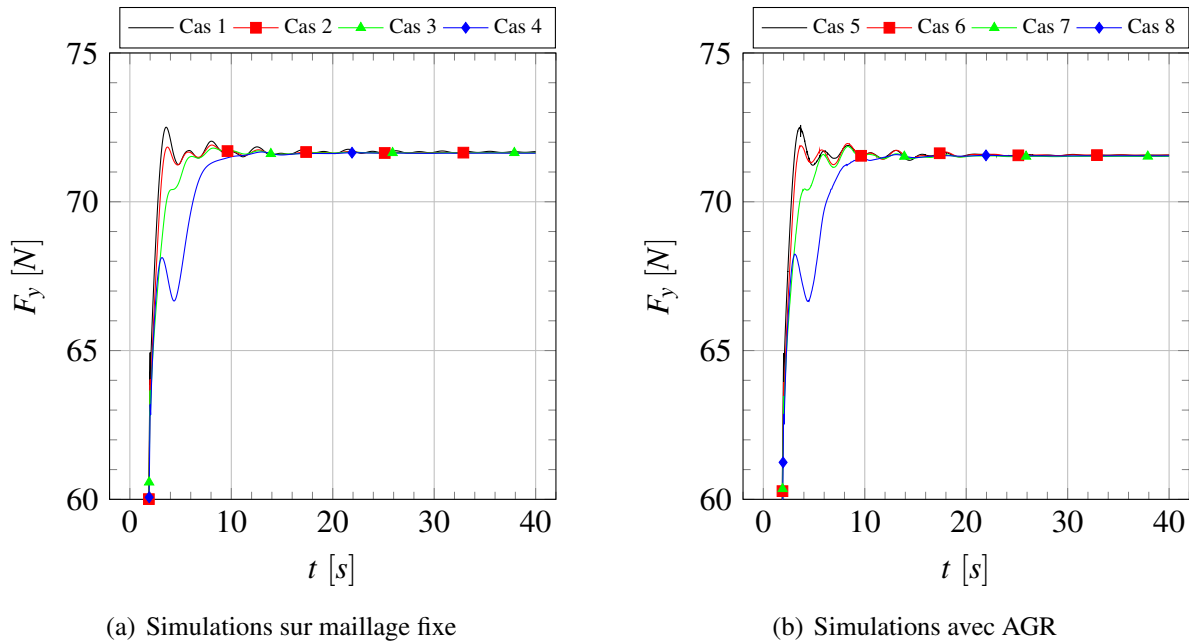


FIGURE 5.11 – Evolution temporelle de la portance pour les simulations en stationnaire d'un profil NACA 0012 immergé

5.3.2.2 Cas instationnaire

Les simulations effectuées dans cette section reprennent une configuration identique à celle du cas stationnaire sauf que nous avons ajouté des mouvements de pilonnement T_y et, dans la moitié des cas, de tangage R_z . Ces mouvements sont sinusoïdaux et varient autour de la position initiale. Les demi-amplitudes sont de $\Delta T_y = \frac{c_{profil}}{10} = 0,0203$ m et $\Delta R_z = 2^\circ$ et la période est de $T = 2$ s. La déformation de maillage est utilisée pour mouvoir le profil.

Les différents calculs effectués sont répertoriés dans le Tableau 5.5 page 129. En choisissant d'activer ou non le tangage ou le raffinement automatique, nous obtenons donc 4 jeux de configurations. Dans chacune d'elles, nous faisons deux calculs sans utiliser l'algorithme de sub-cycling dont l'un avec un pas de temps petit de $\Delta t = 2,5$ ms et l'autre avec un pas de temps grand de $\Delta t = 25$ ms, puis un autre calcul avec l'algorithme de sub-cycling avec le grand pas temps. L'objectif est de vérifier l'utilité de notre procédure, c'est-à-dire le gain de temps en évitant les pertes de précision.

Les simulations durant physiquement 40 s, nous pouvons analyser les résultats d'efforts en effectuant quelques statistiques. Celles-ci sont réalisées sur les 20 dernières secondes de simulation,

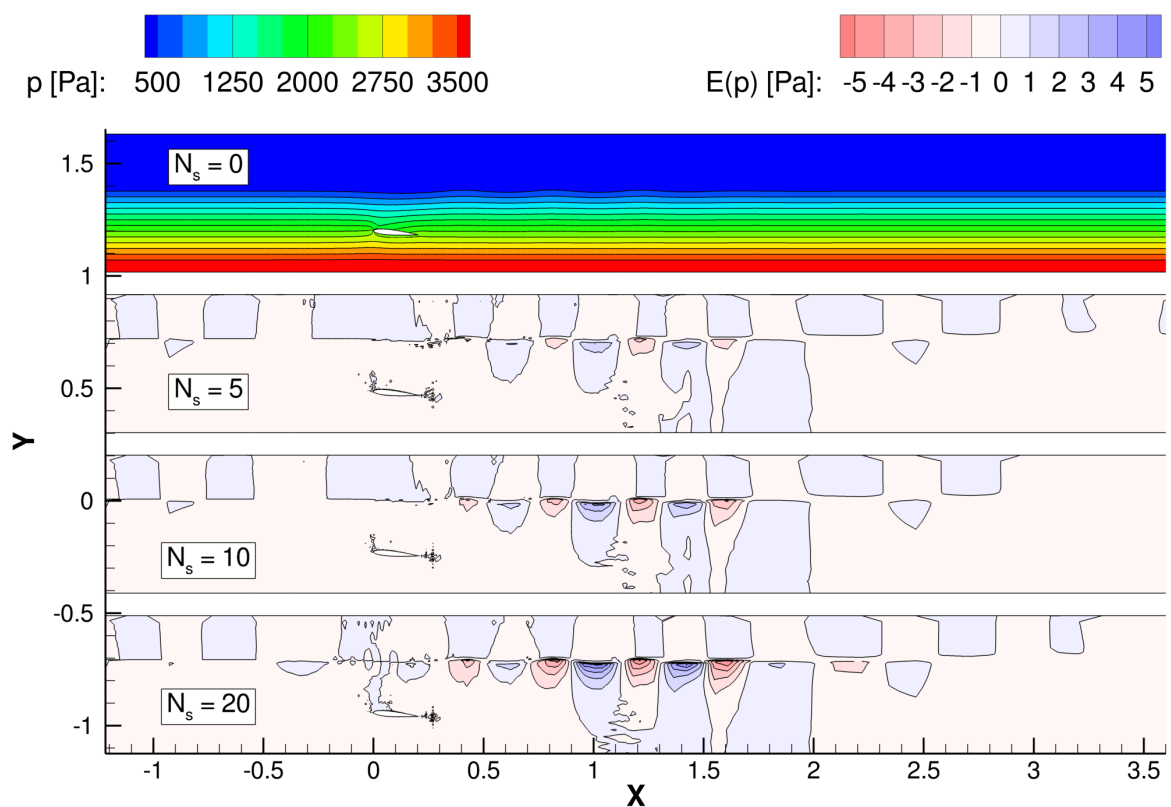


FIGURE 5.12 – Visualisation du champ de pression pour le calcul de référence à $N_s = 0$ et des écarts entre les pressions obtenues dans les simulations effectuées avec $N_s > 0$ sous-cycles et celle du calcul de référence

soit 10 périodes. Nous regardons la valeur moyenne \bar{L} de la portance, celle des maxima locaux \bar{L}^+ et des minima \bar{L}^- permettant de définir une moyenne $\bar{L}^+ - \bar{L}^-$ des amplitudes crête-à-creux. A chaque fois, la référence est le calcul à $N_s = 0$ avec petit pas de temps. Nous définissons alors l'écart moyen $E(\bar{L}^+ - \bar{L}^-)$ de chaque calcul par rapport à cette référence. Nous faisons de même pour les déphasages moyens $\bar{\phi}^+$ et $\bar{\phi}^-$, relevés respectivement au niveau des maxima et minima locaux.

La Figure 5.13 illustre le bon fonctionnement de l'intégration des capacités de déformation de maillage d'*ISIS-CFD* avec notre algorithme de sub-cycling. A gauche, la position du profil coïncide avec sa position initiale. Au centre et à droite, le maillage est au maximum de sa déformation, dans des configurations opposées.

La Figure 5.14 page suivante et le Tableau 5.5 page 129 mettent en évidence des pertes en amplitude quand l'algorithme de sub-cycling est utilisé. Elles sont d'environ 5 à 7 %, sur une amplitude crête-à-creux moyenne, et sont similaires à celles obtenues avec $N_s = 0$ et un grand pas de temps. Il existe aussi de légères désynchronisations (déphasages $\bar{\phi}^+$ et $\bar{\phi}^-$) sur la position des extrema, toujours inférieures à la valeur du pas de temps soit $4,5^\circ$.

Le facteur d'accélération pour les simulations avec maillages fixes est d'environ 3 alors qu'il était à 3,9 dans le cas stationnaire. Il descend à 2,2 quand l'AGR est utilisé alors qu'il était de 3,6 en stationnaire. Les instationnarités de l'écoulement ont donc généré un surcoût dans la génération des cellules.

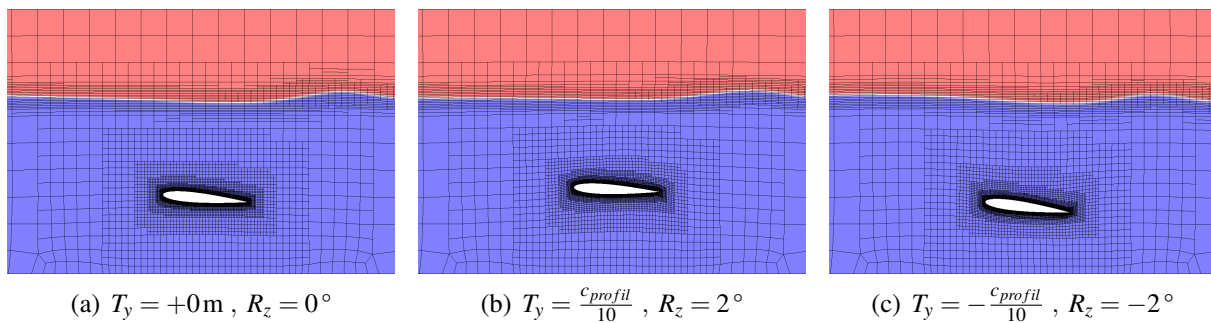
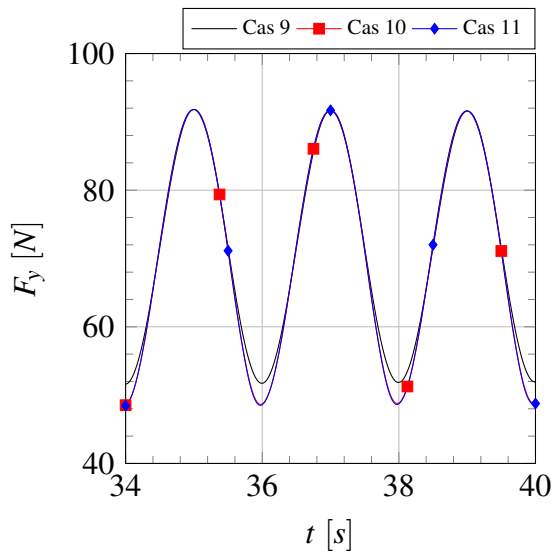


FIGURE 5.13 – Evolution de la déformation du maillage autour du profil NACA 0012 immergé, pour le cas 20 du tableau 5.5, où (a) est le cas sans déformation, (b) et (c) les cas avec déformations maximales

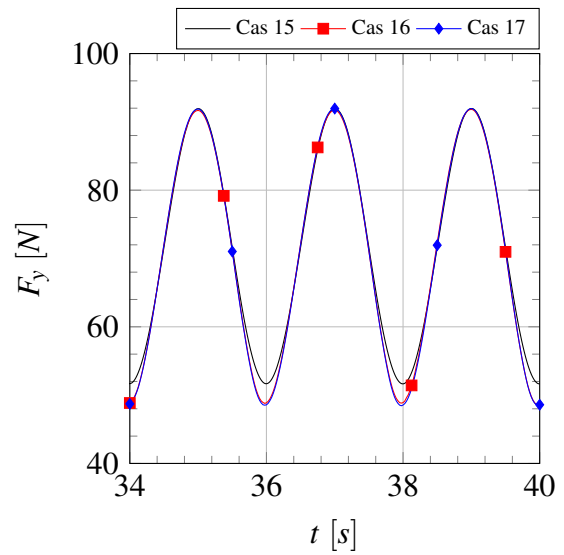
5.3.3 Conclusion partielle

Ces simulations d'écoulement autour d'un profil NACA 0012 immergé ont montré que les développements effectués dans l'algorithme de sub-cycling pour prendre en compte la déformation de maillage semblent donner des résultats convenables. Les simulations sont plus rapides d'un facteur 3 pour les simulations sur maillages fixes et d'un facteur 2,2 quand le raffinement automatique est utilisé. Toutefois, les moyennes d'amplitudes crête-à-creux de l'effort de portance sont en excès de 5 à 7 % comme dans la configuration avec le même pas de temps et sans utiliser l'algorithme de sub-cycling.

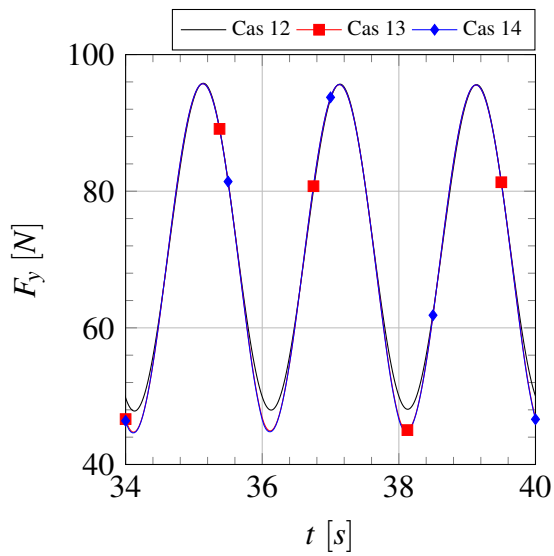
Ce cas test permet toutefois de valider l'algorithme de sub-cycling avec l'utilisation de la déformation de maillage mais sans attester de son intérêt : l'utilisation de pas de temps plus grands



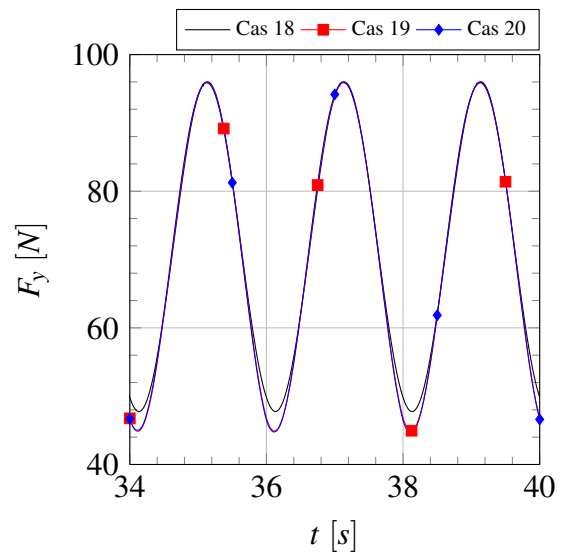
(a) T_y seul, sans AGR



(b) T_y seul, avec AGR



(c) T_y et R_z combinés, sans AGR



(d) T_y et R_z combinés, avec AGR

FIGURE 5.14 – Evolution temporelle de la portance pour les simulations en instationnaire d'un profil NACA 0012 immergé

Cas	AGR	N_s	Δt [s]	R_z	t_{CPU} [s]	f_a	\bar{L} [N]	$\bar{L}^+ - \bar{L}^-$ [N]	$E(\bar{L}^+ - \bar{L}^-)$ [%]	$\bar{\phi}^+$ [°]	$\bar{\phi}^-$ [°]
9	×	0	$2,5 \cdot 10^{-3}$	×	6817	-	71,670	39,846	-	-	-
10	×	0	$2,5 \cdot 10^{-2}$	×	733	9,30	70,856	42,847	7,53	0,630	3,618
11	×	10	$2,5 \cdot 10^{-2}$	×	2240	3,04	70,829	42,950	7,79	0,630	3,618
12	×	0	$2,5 \cdot 10^{-3}$	✓	7067	-	71,738	47,652	-	-	-
13	×	0	$2,5 \cdot 10^{-2}$	✓	718	9,84	70,966	50,532	6,04	2,898	1,854
14	×	10	$2,5 \cdot 10^{-2}$	✓	2396	2,95	70,925	50,706	6,41	1,764	1,854
15	✓	0	$2,5 \cdot 10^{-3}$	×	13808	-	71,740	40,248	-	-	-
16	✓	0	$2,5 \cdot 10^{-2}$	×	1390	9,93	70,941	42,774	6,28	0,216	3,600
17	✓	10	$2,5 \cdot 10^{-2}$	×	6036	2,29	70,873	43,149	7,21	0,216	3,600
18	✓	0	$2,5 \cdot 10^{-3}$	✓	13920	-	71,788	48,291	-	-	-
19	✓	0	$2,5 \cdot 10^{-2}$	✓	1384	10,06	71,055	50,805	5,21	2,664	2,214
20	✓	10	$2,5 \cdot 10^{-2}$	✓	6359	2,19	71,047	50,810	5,22	2,556	2,214

Tableau 5.5 – Résumé des configurations et des résultats obtenus pour les simulations en instationnaire d'un profil NACA 0012 immergé

sans perte de précision, ou le corollaire, l'utilisation d'un même pas de temps pour obtenir une précision accrue.

Cet avantage n'est pas visible sur ce cas test car l'influence du nombre de Courant sur les résultats est limité. En effet, le profil est complètement immergé et éloigné de la surface libre. Pour s'apercevoir du réel avantage de l'algorithme de sub-cycling, il faut que le corps en interaction avec un milieu fluide soit situé à proximité de la surface libre ou bien au niveau de celle-ci. Le cas test présenté ci-après met en place un écoulement en interaction directe de la surface libre sur une carène et permet de montrer pleinement les avantages de l'algorithme de sub-cycling.

5.4 Cas tridimensionnel avec déformation de maillage

Nous présentons dans cette section un cas tridimensionnel de validation de l'algorithme de sub-cycling. Il s'agit d'une carène de bateau DTMB 5415, classiquement utilisée pour la validation de codes CFD en hydrodynamique navale, tractée à vitesse d'avance constante et animée ici d'un mouvement d'embarquée sinusoïdale. Comme dans la section 5.3, la déformation de maillage est utilisée pour générer l'embarquée. L'objectif n'est pas d'être exhaustif sur l'étude de cette configuration mais d'apporter une étape supplémentaire dans la validation de l'algorithme de sub-cycling. D'autre part, nous verrons son intérêt de manière plus probante que dans le cas test précédent, en particulier pour des maillages fins.

5.4.1 Introduction

L'estimation de la manœuvrabilité d'un bateau est conditionnée par la précision de l'estimation des efforts hydrodynamiques agissant sur sa carène. L'approche classique pour la prévision du comportement en manœuvrabilité consiste à réaliser des essais en bassin de traction avec un modèle de bateau [38]. A l'aide d'enregistrements des efforts hydrodynamiques agissant sur la carène au cours du temps, il est possible de déterminer des coefficients hydrodynamiques alimentant des modèles mathématiques permettant en retour d'estimer les efforts hydrodynamiques pour un état particulier de mouvement.

Ces méthodes ont donc pour objectif d'évaluer les efforts hydrodynamiques sans considération des structures de l'écoulement, dépendant de la complexité des formes de la coque et de ses appendices. C'est pour cette raison que la CFD est utilisée, en particulier un code RANSE comme *ISIS-CFD*, car cela permet de résoudre les détails de l'écoulement et de réaliser une conception optimale de la carène. Des essais numériques en mouvements plans (*Planar Motion Mechanism*, PMM) ont été effectués par Guilmineau et coll. [79, 77] et Deng et coll. [50] à cet effet pour démontrer la capacité d'*ISIS-CFD* à simuler ce type de mouvement en profondeur infinie ou finie, sur trois types de carènes, avec ou sans appendices : le DTMB 5415, le KVLCC2 et le DTC.

Pour notre validation, nous utilisons simplement le DTMB 5415 sans appendices.

5.4.2 Description du cas test : DTMB en embarquée sinusoïdale

Le coque du DTMB 5415 a une longueur entre perpendiculaire L_{pp} de 3,048 m et un tirant d'eau de 0,132 m soit 0,0434 L_{pp} . Cela correspond au cas 1.3 du CFD Workshop de Tokyo en 2005 [1]. Son assiette est figée et avec un angle nul. La carène est tractée à une vitesse d'avance constante $U = 1,531 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ pendant 10 s, après une mise en vitesse par une loi en quart de sinus sur un temps de 2 s, et un mouvement sinusoïdal d'embarquée est généré, de période $T = 2 \text{ s}$ et d'amplitude $\Delta T_y = 0,15 \text{ m}$, soit environ 10 % de L_{pp} . L'accélération de la pesanteur est de $g = 9,81 \text{ m} \cdot \text{s}^{-2}$. Les viscosités dynamiques de l'eau et de l'air valent respectivement $\mu_1 = 1 \cdot 10^{-3} \text{ Pa} \cdot \text{s}$ et $\mu_2 = 1,85 \cdot 10^{-5} \text{ Pa} \cdot \text{s}$ et les masses volumiques sont de $\rho_1 = 998,4 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$ et $\rho_2 = 1,2 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$. Les nombres adimensionnels du problème sont donc de $Re = 4,7 \cdot 10^6$ pour le nombre de Reynolds et de $Fr = 0,28$ pour le nombre de Froude.

Deux maillages de finesses différentes sont utilisés et leurs caractéristiques sont résumées dans le Tableau 5.7 page 132. Les deux ont été générés à l'aide d'HEXPRESS™. Nous qualifions le premier de *maillage grossier* puisqu'il ne possède qu'environ 370000 cellules et le second possédant environ $3,9 \cdot 10^6$ cellules de *maillage fin*. Ils sont respectivement représentés sur

les Figures 5.15 et 5.16, où il est possible de voir la distribution des cellules et les différences de densité. Les domaines de calcul sont quasi-identiques, celui du maillage fin étant légèrement plus grand. L'origine du domaine est dans le plan milieu du bateau, sur la surface libre ($z = 0\text{m}$) et sur la perpendiculaire avant du bateau. Le domaine associé au maillage grossier est tel que $-L_{pp} \leq x \leq 2,5 L_{pp}$, $-2 L_{pp} \leq y \leq 2 L_{pp}$ et $-\frac{4}{3} L_{pp} \leq z \leq \frac{2}{3} L_{pp}$. Celui associé au maillage fin est tel que $-1,3 L_{pp} \leq x \leq 4,3 L_{pp}$, $-2,6 L_{pp} \leq y \leq 2,6 L_{pp}$ et z dans le même intervalle que l'autre domaine. Les nombres de cellules par L_{pp} pour les maillage grossier et fin sont, respectivement, d'environ 200 et 400. Les hauteurs des cellules proches de la surface libre sont de, respectivement, 7,9 mm et 1,9 mm. L'épaisseur des cellules sur la coque est tel que $\frac{\Delta y}{L_{pp}} \approx 3 \cdot 10^{-4}$, soit une coordonnée adimensionnée $y^+ = 40$ puisque une loi de paroi est choisie comme condition limite.

Comme dans le cas test précédent, pour chaque maillage nous effectuons une série de trois simulations :

- une première simulation servant de référence, sans utiliser l'algorithme de sub-cycling et avec un pas de temps petit de $\Delta t = 2\text{ms}$,
- une seconde simulation identique mais avec un pas de temps $N_s = 10$ fois plus grand,
- et une dernière en utilisant l'algorithme de sub-cycling avec N_s sous-cycles et avec un pas de temps global de $\Delta t = 20\text{ms}$,

et les six configurations obtenues sont résumées dans le tableau Tableau 5.6.

N_s	0		10
$\Delta t[\text{ms}]$	2	20	
maillage grossier	G1	G2	G3
maillage fin	F1	F2	F3

Tableau 5.6 – Désignation des six configurations de simulation sur le DTMB 5415 en embarquée sinusoïdale

Le modèle de turbulence $k - \omega$ SST de Menter [128] est choisi et une loi de paroi est utilisée comme condition limite sur la carène. La convergence est obtenue à chaque itération temporelle quand la résolution a atteint 15 itérations non linéaires ou 3 ordres. La pression est résolue avec le solveur BoomerAMG [83] et la convergence est atteinte après 200 itérations ou 4 ordres, à chaque itération non linéaire.

Les simulations sur le maillage grossier ont été faites sur un serveur de 40 cœurs constitué de deux machines Supermicro X9DRH-7TF avec 256 GB de mémoire vive et deux bi-processeurs Intel® Xeon® E5-2690 v2 cadencés à 3,00 GHz de 10 cœurs chacun. Nous appelons cette machine de calcul LHEEA10/17 et, pour ces simulations, nous avons utilisé 10 cœurs par calcul. Les simulations sur le maillage fin ont été faites sur le serveur Occigen du CINES constitué de 2106 nœuds avec 64 GB de mémoire vive et deux bi-processeurs Intel® Xeon® E5-2690 v3 cadencés à 2,60 GHz de 12 cœurs chacun. Nous résumons cette machine à son nom Occigen et, pour ces simulations, 48 cœurs ont été utilisés par calcul.

5.4.3 Simulations numériques

5.4.3.1 Maillage grossier

La Figure 5.17 page 134 montre l'affichage de l'élévation de la surface libre à $t = 10\text{s}$ autour du DTMB 5415 pour les simulations sur maillage grossier. La Figure 5.18 page 134 est identique

	maillage grossier	maillage fin
Nombre total de cellules [10^6]	0,37	3,9
Nombre de cellules par L_{pp} [-]	199	390
Hauteur des cellules proche de la surface libre [mm]	7,94	1,95
Longueur amont adimensionnée par L_{pp}	1,0	1,3
Longueur aval adimensionnée par L_{pp}	2,5	4,3
Longueur latérale adimensionnée par L_{pp}	2,0	2,6

Tableau 5.7 – Caractéristiques des maillages utilisés pour les simulations du DTMB 5415 en embardée sinusoïdale

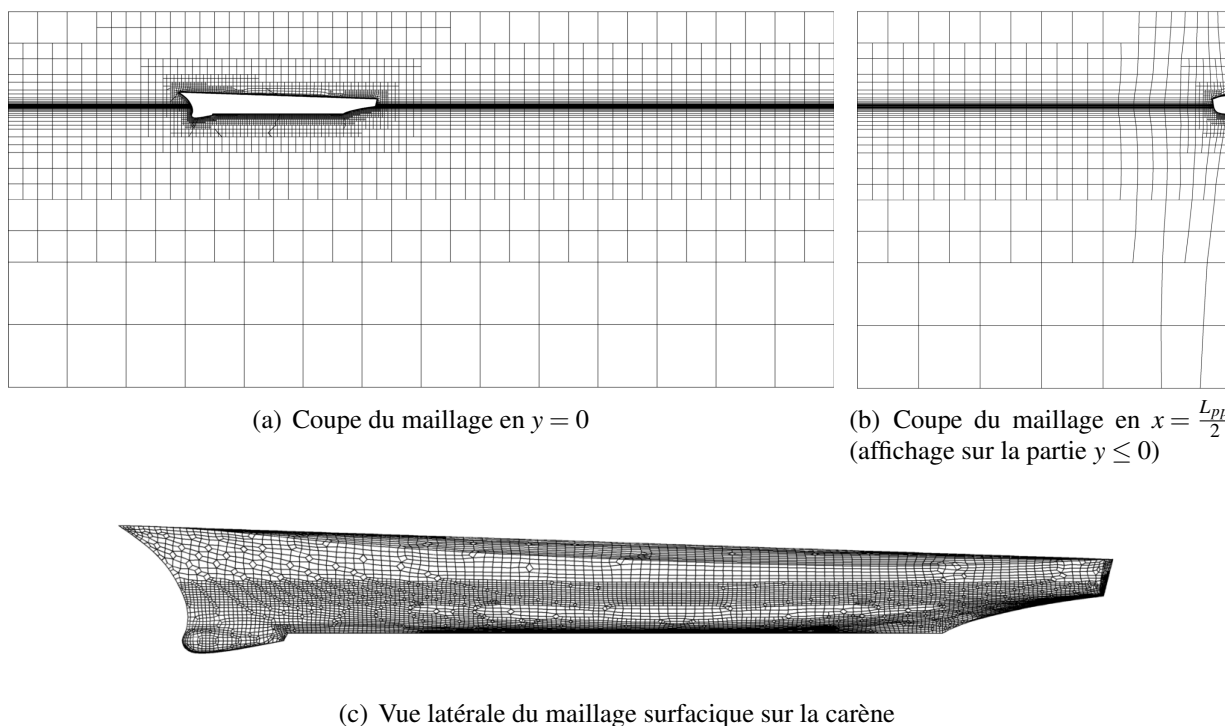


FIGURE 5.15 – Maillage grossier utilisé pour les simulations du DTMB 5415 en embardée sinusoïdale

mais la vue est rapprochée de la zone derrière la vague d'étrave. Ces figures montrent peu de différences entre les simulations pour ce maillage grossier. Ce constat se confirme par la Figure 5.19 page 135 montrant les évolutions temporelles des efforts F_x et F_y . Pour F_x , les configurations G2 et G3 possèdent des minima quasi identiques à ceux de G1 et leurs maxima sont légèrement inférieurs. Pour F_y , les courbes se superposent. Il faut effectuer un zoom sur un minimum, comme sur la Figure 5.20(a) page 135, pour voir les différences minimales entre les configurations. Des écarts plus importants sont visibles sur l'évolution temporelle de surface mouillée de la carène (cf. Figure 5.21(a) page 136). Il est alors à noter que la configuration G3 est plus proche G1 que ne l'est G2, montrant un effet positif de l'algorithme de sub-cycling.

Ces trois premières simulations faites sur un maillage grossier ne sont pas assez discriminantes pour montrer l'intérêt de l'utilisation de l'algorithme de sub-cycling. Cela tient pour cause les grands nombres de Courant C_o produits dans ces simulations, où le pas de temps est fixe durant tous les calculs. Pour la configuration G1, C_o (pris à proximité de la surface libre) oscille autour de 8 ± 1.5 et, pour les configurations G2 et G3, il se situe autour de 80 ± 15 (donc 10 fois moindre par sous-cycle dans la configuration G3). Ces valeurs sont très élevées et l'utilisation d'un maillage grossier atténue les différences entre les configurations. Voyons alors ce qu'il se passe sur un maillage plus fin.

5.4.3.2 Maillage fin

La Figure 5.22 page 136 montre l'élévation de la surface libre à $t = 10$ s autour du DTMB 5415 pour les simulations sur maillage fin et la Figure 5.23 page 136 donne une vue rapprochée derrière la vague d'étrave. Nous pouvons alors constater des différences plus prononcées entre les configurations par rapport aux simulations sur le maillage grossier. En particulier, la surface libre est repliée proche de la coque pour la configuration F2 et, de plus, elle est excitée de perturbations plus intenses que sur les autres configurations. Les Figures 5.24(a) et 5.20(b) montrent que les efforts F_x et F_y sont mieux représentés par la configuration F3 que par F2, bien qu'ils présentent de légers écarts avec F1. Ceci est confirmé par l'évolution de la surface mouillée en Figure 5.21(b) page 136, où il est visible que la configuration F2 est très éloignée de F1, alors que F3 en est assez proche.

5.4.3.3 Temps de calcul

Les temps de calcul obtenus dans les six configurations sont recensés dans le Tableau 5.8 page 137. Pour le maillage grossier, nous obtenons un facteur d'accélération des simulations de 3, ce qui est similaire à ceux déjà obtenus dans les cas test précédents. Il est plus élevé et même supérieur à 4 pour les simulations sur maillage fin. Cette différence s'explique en grande partie par l'usage de machines différentes pour effectuer les simulations.

5.4.4 Conclusion partielle

Ce cas test tridimensionnel marque la fin de la chaîne de validation pour l'algorithme de sub-cycling. Nous avons montré l'intérêt de notre procédure sur un cas pratique de carène tractée avec mouvement de type PMM. Sur un maillage grossier, une simulation utilisant l'algorithme de sub-cycling avec un grand pas de temps a donné des résultats assez équivalents à deux autres simulations n'en faisant pas usage : l'une avec le même pas de temps et l'autre avec un pas de

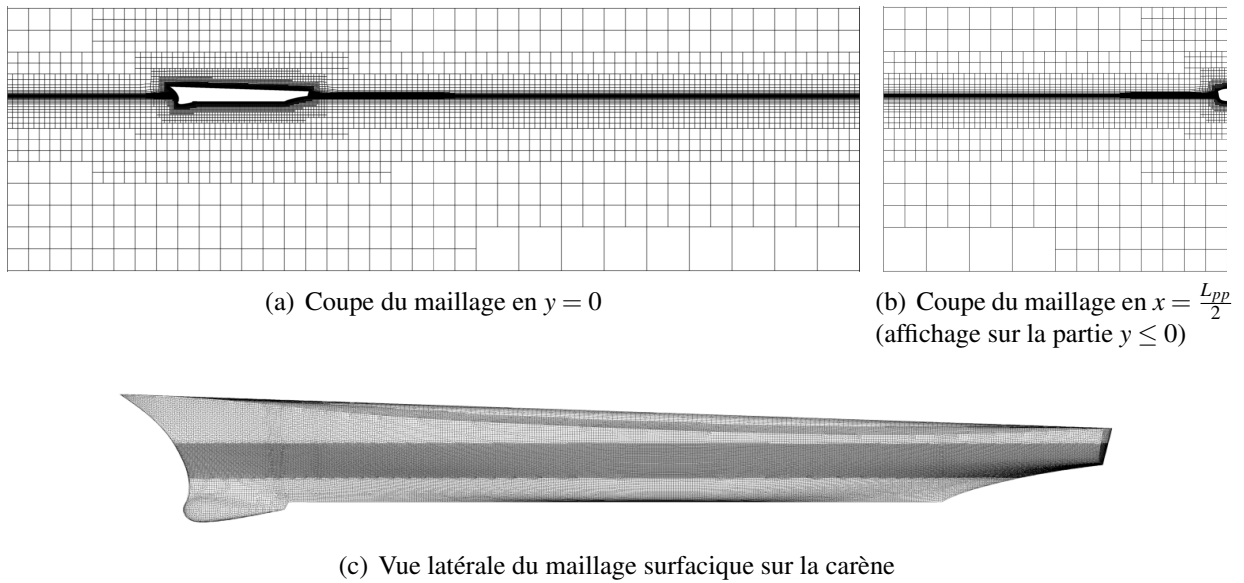


FIGURE 5.16 – Maillage fin utilisé pour les simulations du DTMB 5415 en embardée sinusoïdale

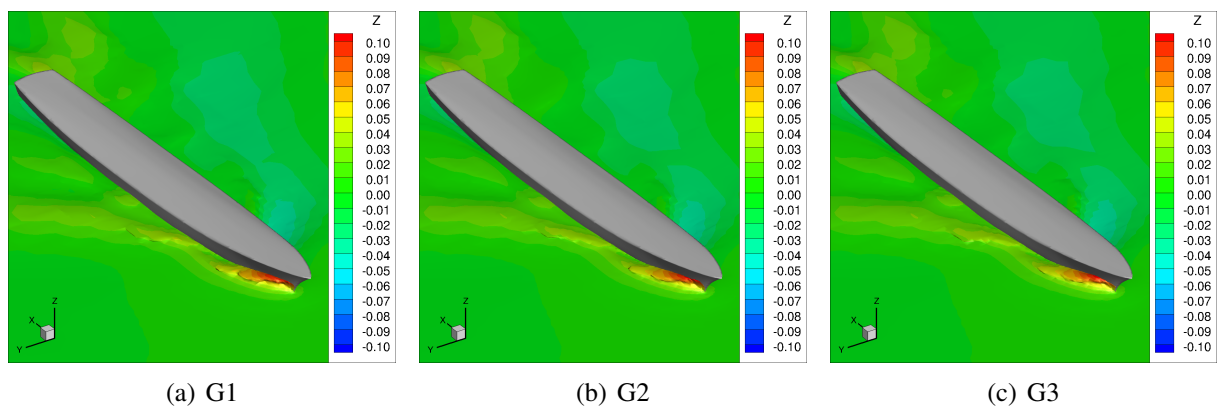


FIGURE 5.17 – Affichage de l'élévation (en mètre) de la surface libre à $t = 10$ s autour du DTMB 5415 pour les simulations sur maillage grossier

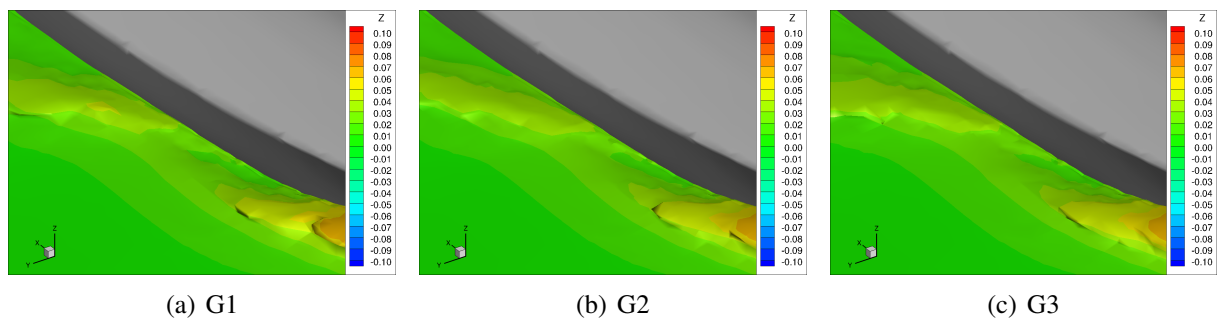


FIGURE 5.18 – Zoom sur la vague d'étrave pour l'affichage de l'élévation (en mètre) de la surface libre à $t = 10$ s autour du DTMB 5415 pour les simulations sur maillage grossier

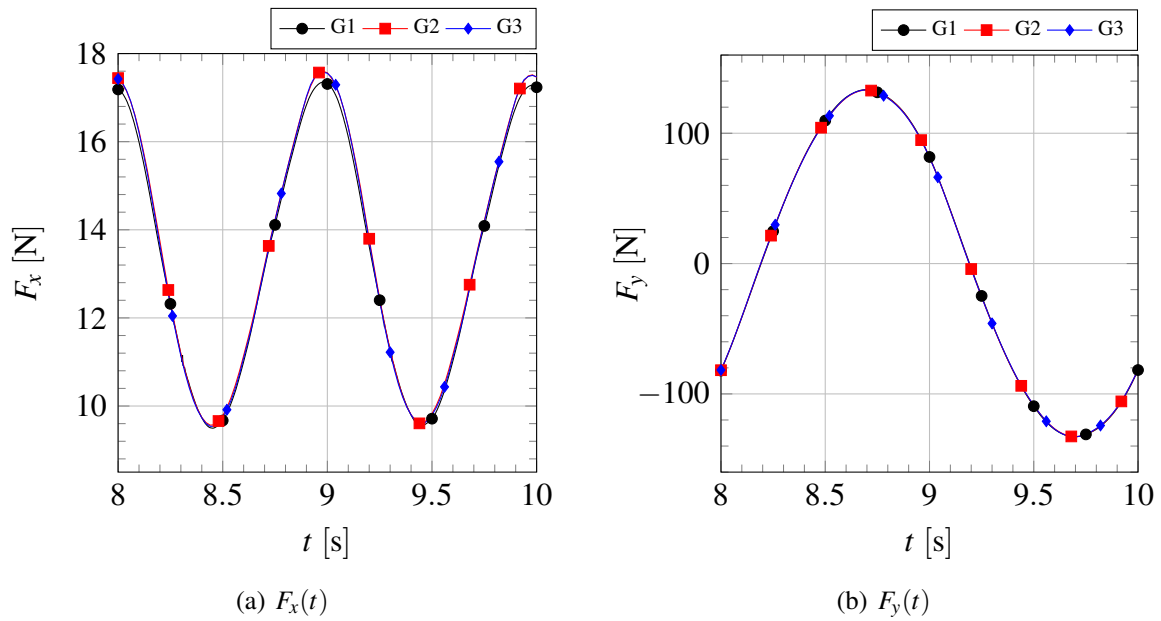


FIGURE 5.19 – Evolutions temporelles des efforts (a) F_x et (b) F_y pour le DTMB 5415 sur maillage grossier

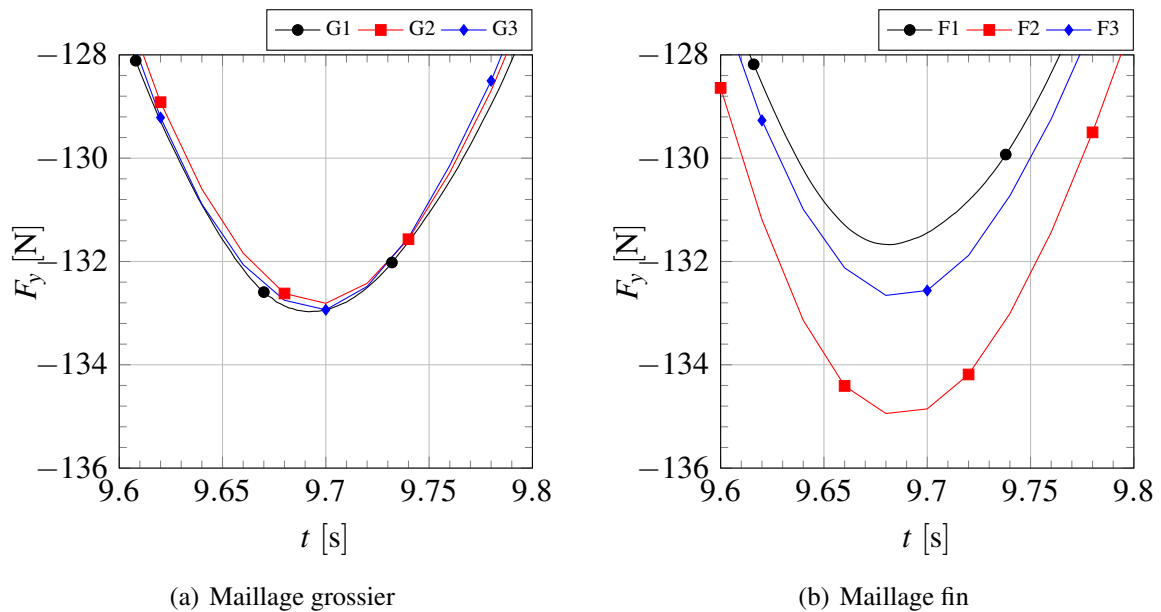


FIGURE 5.20 – Zoom sur les évolutions temporelles de l'effort F_y pour le DTMB 5415 sur les maillages (a) grossier et (b) fin

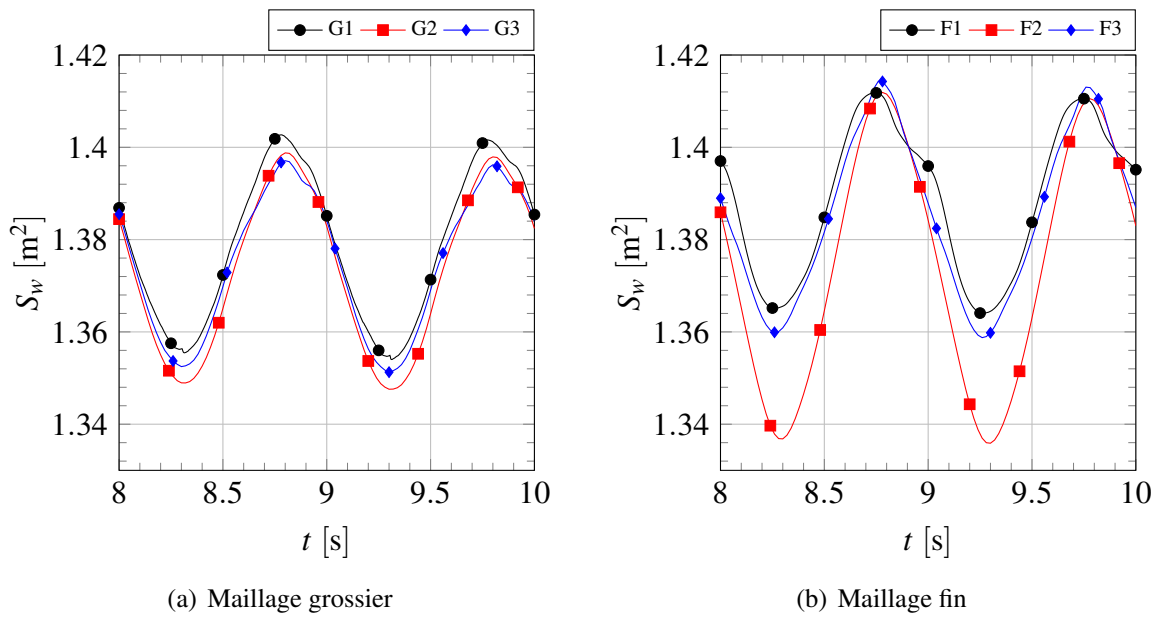


FIGURE 5.21 – Evolutions temporelles de la surface mouillée S_w pour le DTMB 5415 sur les maillages (a) grossier et (b) fin

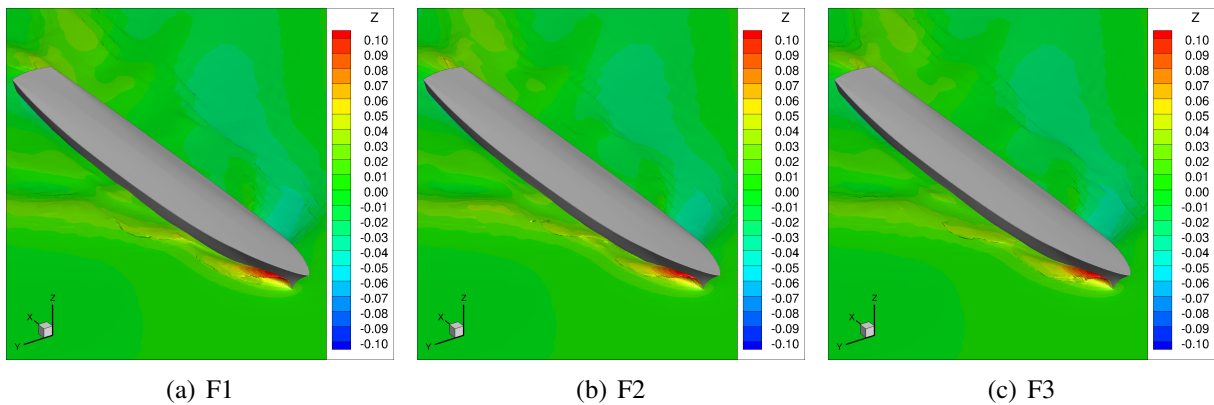


FIGURE 5.22 – Affichage de l'élévation (en mètre) de la surface libre à $t = 10$ s autour du DTMB 5415 pour les simulations sur maillage fin

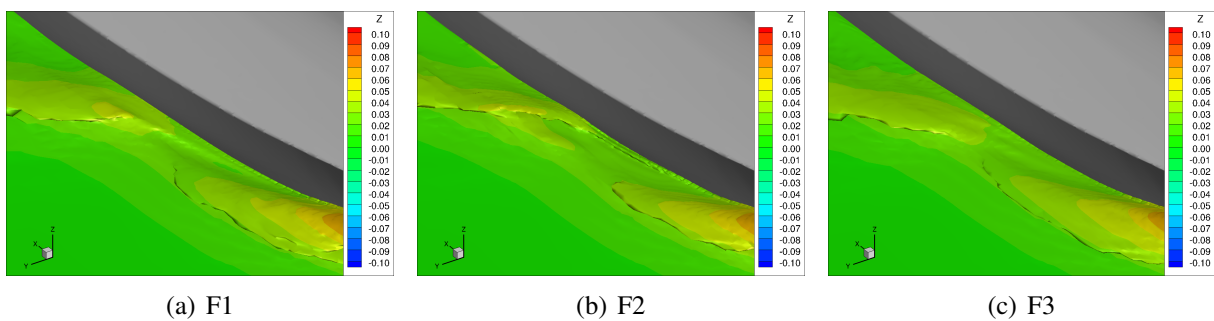


FIGURE 5.23 – Zoom sur la vague d'étrave pour l'affichage de l'élévation (en mètre) de la surface libre à $t = 10$ s autour du DTMB 5415 pour les simulations sur maillage fin

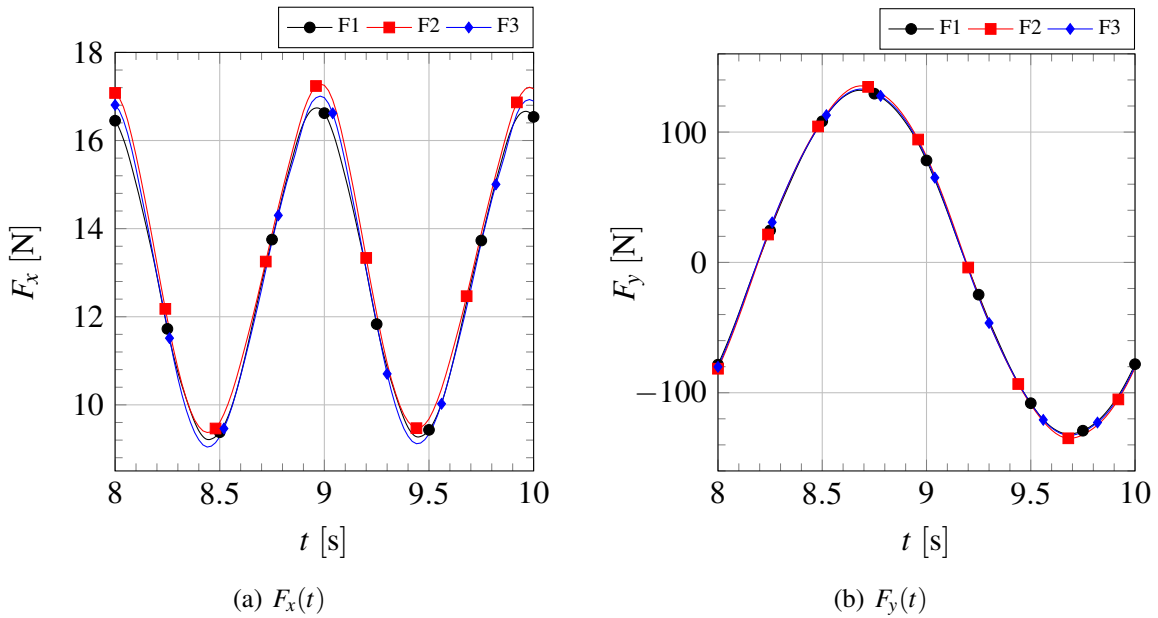


FIGURE 5.24 – Evolutions temporelles des efforts (a) F_x et (b) F_y pour le DTMB 5415 sur maillage fin

Maillage	grossier			fin		
Machine - nombre de cœurs utilisés	LHEEA10/17 – 10 cœurs			Occigen – 48 cœurs		
Configuration	G1	G2	G3	F1	F2	F3
t_{CPU} [s]	39762	8075	12521	194644	17263	46281
f_a [-]	-	4,92	3,18	-	11,28	4,21

Tableau 5.8 – Temps CPU pour les six configurations testées sur les simulations du DTMB 5415 en embardée sinusoïdale

temps 10 fois plus petit. Bien que les temps de simulations soient différents (gain d'un facteur 3 avec notre procédure), les résultats obtenus étaient très proches les uns des autres. Ceci ne permet pas de montrer l'avantage de l'algorithme de sub-cycling. En revanche, pour les simulations sur un maillage plus fin, d'environ quatre millions de cellules, les résultats obtenus sur les trois configurations sont bien démarqués. En particulier, la configuration faisant usage de l'algorithme de sub-cycling est très proche de celle avec petit pas de temps alors que la troisième (grand pas de temps sans utiliser l'algorithme de sub-cycling) est très éloignée. Ces différences de résultats se caractérisent par les écarts obtenus dans l'évolution de la surface mouillée de la carène. L'effort transversal F_y est très bien représenté par la simulation avec l'algorithme de sub-cycling, avec une marge d'erreur sur son amplitude crête-à-croix inférieure au pourcent par rapport à la référence. Par ailleurs, le facteur d'accélération augmente à une valeur de 4 sur ce maillage plus dense, mais il aurait fallu utiliser la même machine sur les deux types de calcul pour en tirer une conclusion.

5.5 Bilan sur l'usage de l'algorithme de sub-cycling

Dans ce chapitre, nous avons effectué des simulations numériques sur trois cas test bidimensionnels et un cas test tridimensionnel : l'advection d'un carré creux, la chute d'une colonne d'eau avec impact sur un obstacle, l'écoulement autour d'un profil portant NACA 0012 immergé et l'écoulement autour d'une carène de DTMB 5415 en embardée sinusoïdale. Elles ont principalement mis en évidence l'effet désiré de l'utilisation de l'algorithme de sub-cycling, à savoir l'accélération des simulations (cf. Tableau 5.9).

Facteur d'accélération atteignable	
Maillage Fixe	Maillage avec AGR
3 à 4	1,5 à 2

Tableau 5.9 – Ordre de grandeur des facteurs d'accélération atteignables avec l'algorithme de sub-cycling

Ces facteurs d'accélération sont dans l'intervalle estimé théoriquement en 4.2.2, ou s'en approchent. Les simulations sont, de manière assez constante sur l'ensemble des cas, environ 3 fois plus rapides quand le maillage est fixe. L'ajout de $N_i = 5$ couches tampon autour de la surface libre quand le raffinement automatique de maillage est activé génère un surcoût important et dégrade les performances de l'algorithme de sub-cycling, à puissance de calcul constante. Cette marge de sécurité peut-être réduite, et le surcoût amoindri, mais cela est à étudier au cas par cas.

L'ajout d'une itération interne ($N_i = 2$) a diminué les facteurs d'accélération mais a permis d'obtenir satisfaction en terme de précision des solutions obtenues. Bien que le schéma de Crank-Nicolson soit précis au second ordre en temps, il est utilisé pour avancer en temps dans la séquence des sous-cycles. Sans cette itération interne supplémentaire, des erreurs se cumuleraient d'un sous-cycle au suivant. La partie implicite sur le schéma de résolution de la fraction volumique est traité en correction de défaut et nécessite donc d'itérer pour éviter d'accumuler des erreurs. Dans un calcul classique, cette résolution n'est faite qu'une seule fois par le schéma BDF2 dans une itération non linéaire et cela permet de diminuer l'erreur.

Une conséquence de l'usage de l'algorithme de sub-cycling est la légère sur- ou sous-estimation des efforts, d'environ 3 % le deuxième et le troisième cas test, inférieur au pourcent pour le DTMB 5415. Cela provient de l'usage d'un pas de temps N_s fois plus grand, ayant une conséquence sur la résolution des autres équations.

Finalement, l'algorithme de sub-cycling trouve son efficacité maximale vis-à-vis d'un calcul de référence (sans sous-cyclage et avec un pas temps petit) quand la finesse des maillages augmente et quand il est nécessaire d'utiliser un nombre de cœurs de calcul important.

Troisième partie

Modélisation et simulations de l'écoulement autour de la palette

Présentation de la démarche

Une part importante du travail réalisé au cours de cette thèse se situe dans cette partie III du manuscrit. Nous commençons ici par expliquer la démarche entreprise. Dans le chapitre 7, nous détaillons la manière dont nous avons pris en compte la flexibilité du manche de l'aviron dans les simulations numériques. Le chapitre 8 se concentre sur les simulations numériques reproduisant un coup d'aviron réel effectué en condition écologique. Ensuite, dans le chapitre 9, il s'agit cette fois d'un coup d'aviron simplifié réalisé dans un bassin de traction. Finalement, les conclusions de ces simulations sont données au chapitre 10 et accompagnées d'une réflexion et d'une quantification des incertitudes expliquant partiellement les différences entre résultats expérimentaux et numériques.

Dans ce chapitre, nous cadrans tout d'abord les objectifs de cette démarche de modélisation et simulation des écoulements autour de la palette. Nous mettons également en avant les différences entre les configurations d'essais.

6.1 Objectifs

6.1.1 Objectif principal

L'objectif principal des travaux présentés dans cette partie III est d'approfondir la modélisation de l'écoulement autour de la palette, initiée dans [113, 114, 115], et de la tester sur deux configurations différentes représentant d'une part un essai en condition *in situ* et d'autre part un essai en laboratoire. Le maître-mot du travail présenté est **validation**. En effet, avant d'établir des objectifs plus audacieux, il est nécessaire de s'assurer que le code de calcul et les divers choix de modélisation de l'écoulement permettent de représenter d'une manière la plus précise possible un coup d'aviron. Cette étape préalable de validation des outils numériques est impossible à réaliser sans une base de donnée expérimentale suffisamment sûre et riche.

6.1.2 Objectifs à terme

Une fois l'étape de validation du cadre de simulation effectuée, d'autres axes de recherche s'ouvrent alors. Si la confiance dans les résultats numériques est optimale, alors la confrontation systématique avec les résultats expérimentaux n'est plus nécessaire. Il est alors possible d'effectuer des campagnes d'expérimentations numériques pour étudier l'influence de certains paramètres.

A ce titre, il serait alors envisageable d'établir des modèles paramétriques assez complexes permettant d'alimenter des simulateurs existants, comme le GMRS, qui sont basés sur des modèles simples où l'effort hydrodynamique sur la palette est défini par deux coefficients de portance et de traînée.

Il est tout à fait possible que l'objectif précité soit trop délicat voire impossible à atteindre. En effet, le nombre de paramètres du problème est très élevé et la formulation d'un modèle paramétrique assez général ne serait alors pas une tâche aisée. Un autre axe de recherche est alors de réaliser un couplage entre un simulateur existant et le code *ISIS-CFD*.

6.1.3 Représentation fidèle de l'écoulement dans tous ses aspects

L'étude bibliographique réalisée au chapitre 2 a mis en évidence la complexité de l'écoulement autour de la palette et les difficultés de modélisation qui en découlent. Cette complexité se caractérise par la prise en compte de plusieurs aspects. Oublier ou négliger l'un d'entre eux pourrait changer la physique de l'écoulement et cela se répercuterait alors sur les efforts hydrodynamiques s'appliquant sur la palette. Parmi les points importants conduisant à la bonne description de l'écoulement, nous avons

- la résolution dynamique,
 - la présence de la surface libre,
 - la cinématique de la palette,
 - la géométrie d'une palette réelle (de type Hachoir),
 - flexibilité du manche de l'aviron,
 - et les paramètres et modèles physiques pour la résolution de l'écoulement,
- et nous les détaillons ci-après.

6.1.3.1 Instationnarité de l'écoulement

Videv et Doi [176], Leroyer et coll. [114] et Sliasis et Tullis [164] ont montré qu'il est nécessaire d'effectuer une résolution instationnaire de l'écoulement et, en particulier, que les approches décrivant l'écoulement comme une suite d'états discrets donnent des résultats trop éloignés de la réalité.

6.1.3.2 Ecoulement à surface libre

La palette permet la propulsion du bateau et est active dans une zone voisine de la surface libre. Son entrée dans l'eau, appelée l'attaque ou prise d'eau, suivie promptement par la création de l'appui et la transmission emprisonnent une poche d'air sur sa face postérieure. Cette dernière reste collée à la palette pendant la transmission, tout en se déplaçant vers le bord d'extrémité, et devient diffuse à la fin de la phase de propulsion (cf. Figure 6.1 page ci-contre). Il semble alors important de pouvoir représenter les effets de la surface libre et de cette cavité dans les simulations numériques. Donc le choix d'un code de calcul permettant de résoudre un écoulement instationnaire tridimensionnel et à surface libre s'impose pour ce type de problème.

6.1.3.3 Cinématique de la palette

Les efforts hydrodynamiques sur la palette dépendent également de la trajectoire et de l'orientation de celle-ci. Pour le moment, il est difficile de mesurer ces données directement avec suf-

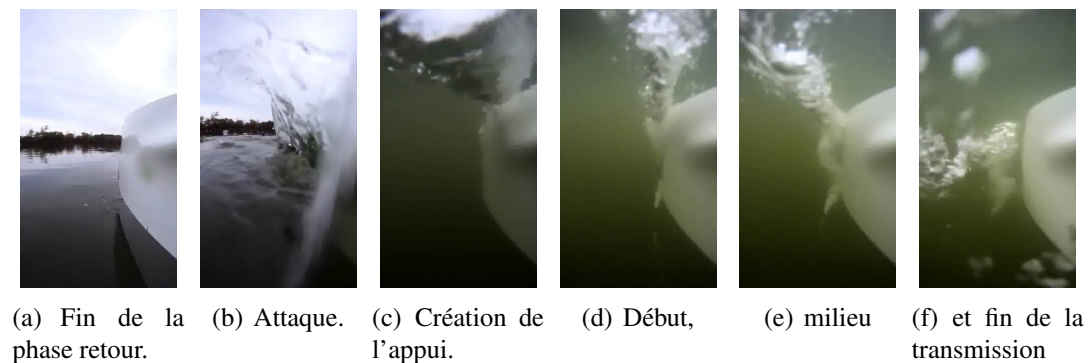


FIGURE 6.1 – Instantanées d’une vidéo réalisée avec caméra GoPro placée sur la face postérieure d’une palette d’aviron. Crédit Jim Dwyer [58].

fisamment de précision. Elles dépendent donc, avec toutes les incertitudes que cela comporte, de paramètres, de réglages, de la cinématique du bateau dans le repère lié au bassin et de celle de l’aviron par rapport au bateau, ou encore de la flexibilité du manche de l’aviron. Afin de reproduire un mouvement réaliste, il est donc nécessaire de relever par exemple la vitesse ou l’accélération du bateau et les positions angulaires des avirons, afin de pouvoir reconstruire la trajectoire et l’orientation de la palette à imposer comme données d’entrée dans une simulation numérique. Ces deux données sont alors tributaires des quantités non mesurées, en particulier les mouvements secondaires du bateau comme le roulis, certes faibles, mais suffisamment conséquents pour amoindrir la précision.

6.1.3.4 Discrétisation de la palette

Afin de simplifier les configurations, les premières études expérimentales ou numériques ont été faites avec des palettes à géométrie simplifiée, comme une plaque rectangulaire plane ou incurvée, utilisées par Barré et Kobus [8] ou Sliassas et Tullis [164]. Certains auteurs comme Coppel [33] utilisent une géométrie simplifiée de palette Hachoir et d’autres comme Leroyer et coll. [115] et Nørstrud et Meese [139] choisissent une géométrie réelle. Ce dernier choix semble le plus cohérent étant donné que l’objectif est de reproduire un coup d’aviron réaliste et contemporain, et que les efforts hydrodynamiques dépendent de la géométrie de la palette.

6.1.3.5 Flexibilité du manche de l’aviron

Les déflexions linéaire et angulaire du manche de l’aviron changent l’incidence de l’écoulement sur la palette et, comme celles-ci peuvent être relativement conséquentes, il est nécessaire de les prendre en compte. Différents types de couplage ont été mis en place dans la littérature et ont déjà été expliqués en 2.3.4. Le choix du couplage a un impact sur la vitesse de convergence et donc sur la durée des simulations. Les calculs à effectuer demandent beaucoup de ressources, c’est pourquoi un couplage efficace est à privilégier, comme le couplage fort de Leroyer et coll. [115], qui a été adapté à la configuration étudiée.

6.1.3.6 Paramètres et modèles physiques pour la résolution de l'écoulement

Il faut choisir des modèles physiques ou numériques adaptés à l'écoulement étudié. Outre la prise en compte de l'instationnarité et de la surface libre, il se pose la question des effets visqueux. Leroyer et coll. [114] ont montré que ceux-ci sont négligeables. Cette conclusion est peut-être à vérifier en fonction des configurations étudiées.

6.1.4 Approche complémentaire expérimental–numérique

Dans notre cas, les campagnes d'essais expérimentaux ont précédé les étapes de modélisation et simulations numériques, ce qui est très souvent le cas dans l'ensemble des disciplines scientifiques. Comme cela a été dit dans la définition des objectifs, il est obligatoire d'avoir des bases de données expérimentales pour valider les simulations numériques. Plusieurs types de dispositifs expérimentaux ont été utilisés, chacun ayant ses avantages et ses inconvénients. Nous développons ces points ci-après.

6.1.4.1 Conditions in situ

Un premier type d'essai désigne l'étude du coup d'aviron in situ, c'est-à-dire sur place ou dans les conditions réelles d'un bassin d'aviron. Une campagne d'essais a été menée en 2003 sur l'Erdre¹ par le LHEEA² et des rameurs de niveau élite.

6.1.4.1.1 Avantages

- aucune approximation
- coup d'aviron dépendant de la dynamique du bateau et du rameur
- prise en compte du style du rameur
- plan d'eau libre et calme la plupart du temps
- instrumentation du bateau relativement peu coûteuse

6.1.4.1.2 Inconvénients

- obligation de disponibilités simultanées du(des) rameur(s), chercheurs et techniciens
- environnement instable, conditions météorologiques incertaines et potentiellement défavorables
- précision limitée des mesures, soumises à de fortes incertitudes
- données non mesurables
- reproductibilité du geste dépendant des qualités du rameur
- encombrement des moyens de mesures sur l'embarcation provoquant gêne mineure pour le rameur

6.1.4.2 Conditions ex situ

Le second type d'essai est celui effectué ex situ, en dehors des plans d'eau habituels, c'est-à-dire en laboratoire. Il s'agit du dispositif conçu et utilisé par Barré et Kobus [7, 8], décrit en

1. Une rivière passant et se terminant à Nantes.

2. A l'époque, le LHEEA était le Laboratoire de Mécanique des Fluides (LMF).

2.3.1.2.1, permettant la génération d'un coup d'aviron simplifié par la combinaison d'un mouvement de translation du chariot dans le bassin des carènes et d'un mouvement de rotation de l'aviron par rapport à une plateforme solidaire du chariot. Ces essais ont été réalisés à l'ECN en 1999.

6.1.4.2.1 Avantages

- environnement stable
- confiance accrue dans la précision des mesures, incertitudes limitées
- présence du rameur inutile
- geste reproductible, répétable
- indépendance du geste par rapport à la dynamique du bateau et du rameur, étude cloisonnée de l'écoulement autour de la palette vis-à-vis du reste

6.1.4.2.2 Inconvénients

- simplification du coup d'aviron, absence de certaines composantes du coup d'aviron (attaque et dégagé)
- espace limité dans les trois dimensions spatiales :
 - confinement du bassin (largeur du bassin limitée)
 - effets de fond (profondeur du bassin limitée)
 - régime transitoire amoindri (longueur du bassin limitée)
- indépendance du geste par rapport à la dynamique du bateau et du rameur
- coûts élevés de la conception et fabrication du matériel dédié aux mesures, de l'utilisation du bassin des carènes, etc.
- asservissement en position du coup d'aviron (différente réaction par rapport à celle d'un rameur)

6.2 Schématisation des configurations d'essai

Les deux configurations d'essais se différencient en particulier par l'organe moteur générant la propulsion : l'homme dans le premier cas, un groupe moto-réducteur dans le second. L'homme, bien qu'étant un rameur expérimenté, ne produit pas exactement le même coup d'aviron au cours d'une série de plusieurs coups. Il adapte son geste et l'effort qu'il produit en fonction de ses perceptions et d'un grand nombre d'autres paramètres. L'effort de propulsion qu'il génère est donc continuellement modifié pendant le coup d'aviron, comme si l'homme était un automate possédant une boucle de rétroaction agissant sur sa propre dynamique (cf. Figure 6.2 page suivante). Comme la cinématique du rameur, et donc de la palette, n'est ni constante à chaque coup d'aviron ni précisément paramétrable, il est donc nécessaire de acquérir les données permettant de la reconstruire.

La seconde configuration est l'essai en bassin des carènes. Le coup d'aviron est généré par un groupe moto-réducteur. Il est en principe répétable et fidèle à la loi de commande qui lui est transmise. Le système est asservi en position et la puissance disponible sur le moteur permet de suivre la loi imposée quel que soit l'effort hydrodynamique appliqué sur la palette.

Dans les deux configurations, des efforts sont mesurés. Les moyens de mesures sont différents et sont décrits dans les chapitres 8 et 9. Les efforts mesurés servent de références pour les simulations numériques reproduisant chacun des deux types de coup d'aviron et permettent la validation de celles-ci. Par ailleurs, les avirons sont flexibles et ont ainsi un rôle important dans le couplage écoulement-mouvement. Le chapitre 7 explique la modélisation de la flexibilité, la quantification des déflexions obtenues et la méthode employée pour prendre en compte cet aspect dans les simulations numériques.

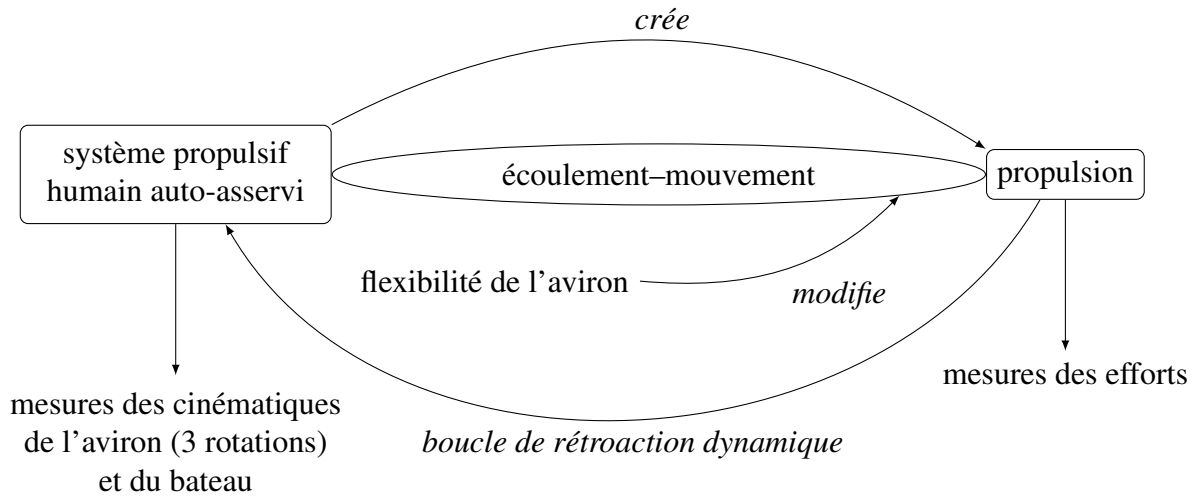


FIGURE 6.2 – Schématisation d'un coup d'aviron en condition in situ (sur plan d'eau)

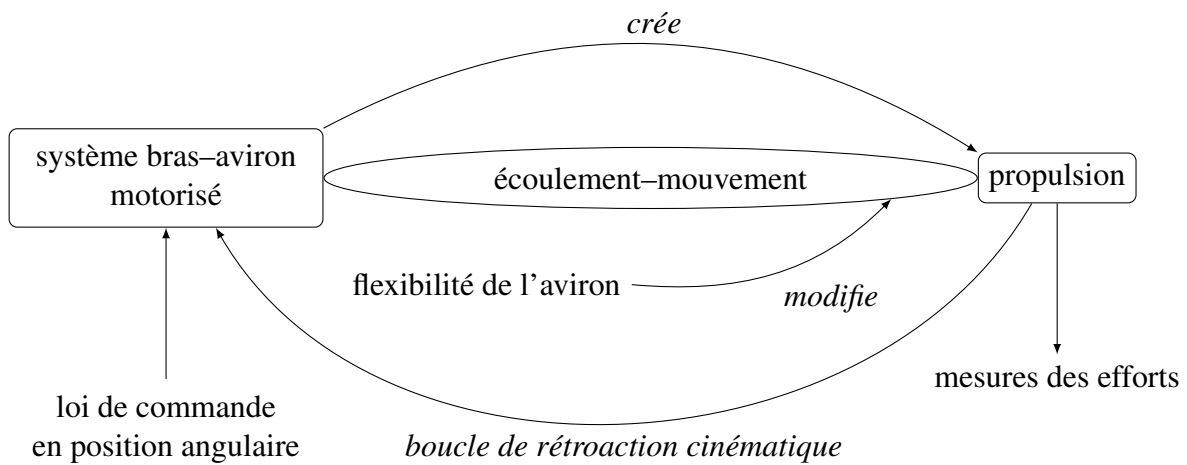


FIGURE 6.3 – Schématisation d'un coup d'aviron en condition ex situ (en laboratoire)

Interaction fluide–structure (IFS)

Dans ce chapitre, nous expliquons comment la cinématique de la palette est modifiée. En effet, les efforts hydrodynamiques sur la palette entraînent la flexion du manche de l'aviron, ce qui a pour conséquence de changer la trajectoire et l'orientation de la palette.

7.1 Algorithmes de couplage pour l'IFS et stratégies de convergence des simulations

7.1.1 Généralités

La mécanique des interactions fluide–structure s'intéresse aux actions s'exerçant de manière bilatérale entre deux milieux continus, l'un fluide, l'autre solide. Dans cette discipline sont étudiées les modifications de la cinématique (position, vitesse et accélération) d'un corps solide, rigide ou déformable, par l'écoulement de fluide qui l'entoure ou contenu dans celui-ci, et, en retour, les variations de l'écoulement dues au mouvement de l'interface fluide–structure.

Cette discipline inclut de facto notre problème d'écoulement autour d'une palette d'aviron, mais également une vaste étendue d'autres domaines d'application très variés intervenant dans plusieurs secteurs : génie civil, industries automobile, aéronautique et maritime, biomécanique, biomédical, etc. L'IFS ne doit pas être écartée de la phase de conception d'ouvrages ou de pièces mécaniques et un exemple historique le prouve. Il s'agit du pont suspendu du détroit de Tacoma (Washington, USA), détruit en 1940, quelques mois après son inauguration, sous l'effet d'un vent de $65 \text{ km} \cdot \text{h}^{-1}$ ayant entraîné une instabilité aéroélastique en torsion. Après un peu plus d'une heure de fortes oscillations du tablier, les câbles cédèrent et le pont d'effondra.

Dans les applications hydrodynamiques, il est nécessaire de prendre en compte les couplages inertiels car les masses volumiques du fluide et de la structure sont souvent proches. Cela peut être également vrai dans des applications aérodynamiques, quand la structure étudiée est très légère. C'est le cas par exemple pour une voile et a fait l'objet de la thèse de Mathieu Durand [57]. L'intensité de l'interaction entre fluide et structure est d'autant plus importante que le rapport des forces inertielles l'est. Cela provient des effets de masse ajoutée, dont la définition est donnée en 7.1.4.

7.1.2 Formulation du problème d’IFS

Soit $\Omega = \Omega_f \cup \Omega_s$ le domaine global constitué des sous-domaines fluide Ω_f et structure Ω_s . L’intersection $\Gamma = \Omega_f \cap \Omega_s$ désigne l’interface entre ces deux sous-domaines, comme indiqué sur la Figure 7.1.

Des lois de conservation régissent communément les deux sous-domaines et des lois d’évolution définissent les comportements propres à chacun d’eux. De cette décomposition du domaine global découlent trois problèmes à résoudre : le problème fluide, le problème structure et le problème couplé. Ils sont formulés ci-après.

7.1.2.1 Le problème fluide

Le problème fluide consiste à trouver, pour un déplacement de l’interface fluide δ_f donné, les états fluides ξ_m et ξ_f tel que

$$\text{dans } \Omega_f, \quad \forall t, \quad \begin{cases} \mathcal{M}_f(\delta_f, \xi_m) = 0 \\ \mathcal{O}_f(\xi_m, \xi_f) = 0 \end{cases}, \quad (7.1)$$

où ξ_m l’état du domaine mobile $\Omega_f(t)$, ξ_f l’état des variables fluides (vitesse, pression, fraction volumique, etc.), \mathcal{M}_f l’opérateur de déformation du milieu fluide et \mathcal{O}_f l’opérateur fluide avec formulation ALE.

7.1.2.2 Le problème structure

Le problème structure consiste à trouver, pour un chargement au niveau de l’interface σ_s donné, l’état ξ_s des variables structurelles tel que

$$\text{dans } \Omega_s, \quad \forall t, \quad \mathcal{O}_s(\sigma_s, \xi_s) = 0, \quad (7.2)$$

où ξ_s représente la cinématique si le corps est rigide et, en plus, les contraintes internes si celui-ci est déformable, et \mathcal{O}_s l’opérateur structure.

7.1.2.3 Le problème couplé

Le problème couplé en IFS revient à résoudre les équations (7.1) et (7.2) en vérifiant la continuité du déplacement δ_Γ et des contraintes locales du fluide σ_f et de la structure σ_s sur l’interface Γ ,

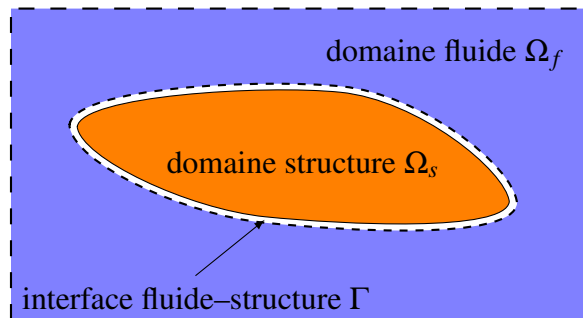


FIGURE 7.1 – Représentation du problème d’IFS

c'est-à-dire

$$\text{sur } \Gamma, \quad \forall t, \quad \begin{cases} \delta_f = \delta_s = \delta_\Gamma \\ \sigma_f + \sigma_s = 0 \end{cases} . \quad (7.3)$$

Il est possible de formaliser le problème couplé en faisant appel aux opérateurs de Steklov-Poincaré. Ce sont des opérateurs d'interface habituellement utilisés dans les méthodes de décomposition de domaine.

Le premier opérateur, noté \mathcal{S}_f , dit de Steklov-Poincaré, lie pour un domaine Ω_f le déplacement δ_f à la contrainte σ_f par la définition suivante

$$\text{sur } \Gamma, \quad \mathcal{S}_f(\delta_f) = \sigma_f . \quad (7.4)$$

Le second, noté \mathcal{S}_s^{-1} , dit de Poincaré-Steklov ou opérateur inverse, lie pour un domaine Ω_s la contrainte σ_s au déplacement δ_s par la définition suivante

$$\text{sur } \Gamma, \quad \mathcal{S}_s^{-1}(\sigma_s) = \delta_s . \quad (7.5)$$

Ces deux opérateurs sont donc des fonctions de transfert exprimant l'évolution d'un domaine volumique régi par des équations aux dérivées partielles directement sur l'interface fluide-structure. Le problème couplé peut donc être exprimé à l'aide de ces deux opérateurs par une formulation se restreignant à l'interface :

$$\text{trouver } \delta_\Gamma \text{ tel que, sur } \Gamma, \quad \mathcal{S}_f(\delta_\Gamma) + \mathcal{S}_s(\delta_\Gamma) = 0 . \quad (7.6)$$

L'équation (7.6) permet de montrer que le couplage est intrinsèquement parallélisable puisque les deux opérateurs associés aux problèmes fluide et structure sont résolus indépendamment. Par la suite, nous ne décrivons pas les détails de chaque résolution mais nous nous intéressons aux algorithmes de couplage permettant de résoudre le problème couplé à partir des deux problèmes élémentaires.

7.1.3 Algorithmes de couplage

Deux approches sont utilisées pour la résolution numérique des problèmes d'IFS : l'approche monolithique qui consiste à discrétiser et résoudre les deux problèmes fluide et structure simultanément, et l'approche partitionnée où les sous-problèmes sont résolus séparément et où les données sont échangées à l'interface.

Le choix de l'approche se fait en fonction de la facilité d'implémentation du couplage, de sa stabilité et de sa précision. Nous décrivons ces aspects ainsi que les principes de ses approches et des quelques déclinaisons possibles. Pour finir, nous donnons le type d'algorithme retenu pour notre couplage IFS.

7.1.3.1 Approche monolithique

L'approche monolithique constitue le couplage le plus fort. La résolution du problème fluide-structure est faite au sein d'un seul et même code. A partir des équations issus de chaque sous-problème et d'équations de couplage, le système global est linéarisé (linéarisation de Picard ou Jacobien) et résolu.

L'avantage de cette méthode est que la convergence du couplage et la vitesse de celle-ci sont optimales [105].

En revanche, elle peut être difficile à mettre en œuvre car elle demande des connaissances pointues à la fois en fluide et en structure. Le code est à réaliser à partir de rien et le résultat est très complexe et difficile à maintenir ou généraliser. Par ailleurs, les simulations peuvent être très coûteuses en temps CPU car la matrice du système est souvent mal préconditionnée (beaucoup de termes extra-diagonaux).

7.1.3.2 Approche partitionnée

L’approche partitionnée se décline en plusieurs types d’algorithmes. Le choix de ce dernier dépend par exemple du type de problème (hydrodynamique, aéroélastique, etc.), de la possibilité d’accès au cœur de l’un ou des deux codes utilisés, ou encore de la stratégie de réduction des temps CPU.

Cette approche permet d’utiliser des codes déjà développés, validés et spécialisés dans un domaine physique donné.

7.1.3.2.1 Algorithme explicite – couplage faible

Dans les algorithmes explicites, le couplage est faible, c’est-à-dire que l’interaction entre les deux résolutions fluide et structure est faible. En effet, comme illustré sur la Figure 7.2(a) page suivante, chaque résolution est faite successivement, ou éventuellement en parallèle, en utilisant les informations connues de l’autre problème. Il n’y a pas de boucle de convergence au sein d’une itération temporelle. Les informations sont donc échangées au pas de temps suivant.

Cette méthode a pour avantage de ne pas entraîner de lourdes modifications dans les codes. Il suffit d’avoir une interface d’échange de données dans les codes pour envoyer ou recevoir soit la cinématique soit les efforts. L’absence de boucle itérative de couplage limite également le coût CPU.

Cependant, le fait que les solveurs évoluent séparément sans jamais interagir dans un pas de temps ne permet pas de respecter parfaitement les conditions d’interface à chaque pas de temps. L’erreur numérique s’accumule alors d’une itération temporelle à la suivante.

7.1.3.2.2 Algorithme implicite – couplage fort

Dans les algorithmes implicites, une boucle itérative de convergence, que nous appelons aussi boucle IFS, est ajoutée. Différents algorithmes basés sur cette approche existent et sont présentés ci-après.

Algorithme implicite *Block Gauss–Seidel* (BGS)

L’algorithme implicite BGS est la base des algorithmes implicites externes. Dans celui-ci, une valeur obtenue à l’itération de couplage précédente est utilisée comme donnée d’entrée pour l’itération courante. Cela se traduit par l’équation (7.6) alors exprimée en formulation point fixe sous la forme suivante

$$\sigma_{\Gamma_{k+1}}^{n+1} = \mathcal{S}_f \left(-\mathcal{S}_s^{-1}(\sigma_{\Gamma_k}^{n+1}) \right), \quad (7.7)$$

où l’indice k est l’indice de l’itération dans la boucle de couplage et $n + 1$ est l’instant de la boucle temporelle à calculer. L’algorithme est également représenté sur la Figure 7.2(b) page ci-contre.

En inversant l’ordre des solveurs, cela donne la formulation

$$\delta_{\Gamma_{k+1}}^{n+1} = \mathcal{S}_s^{-1} \left(-\mathcal{S}_f(\delta_{\Gamma_k}^{n+1}) \right). \quad (7.8)$$

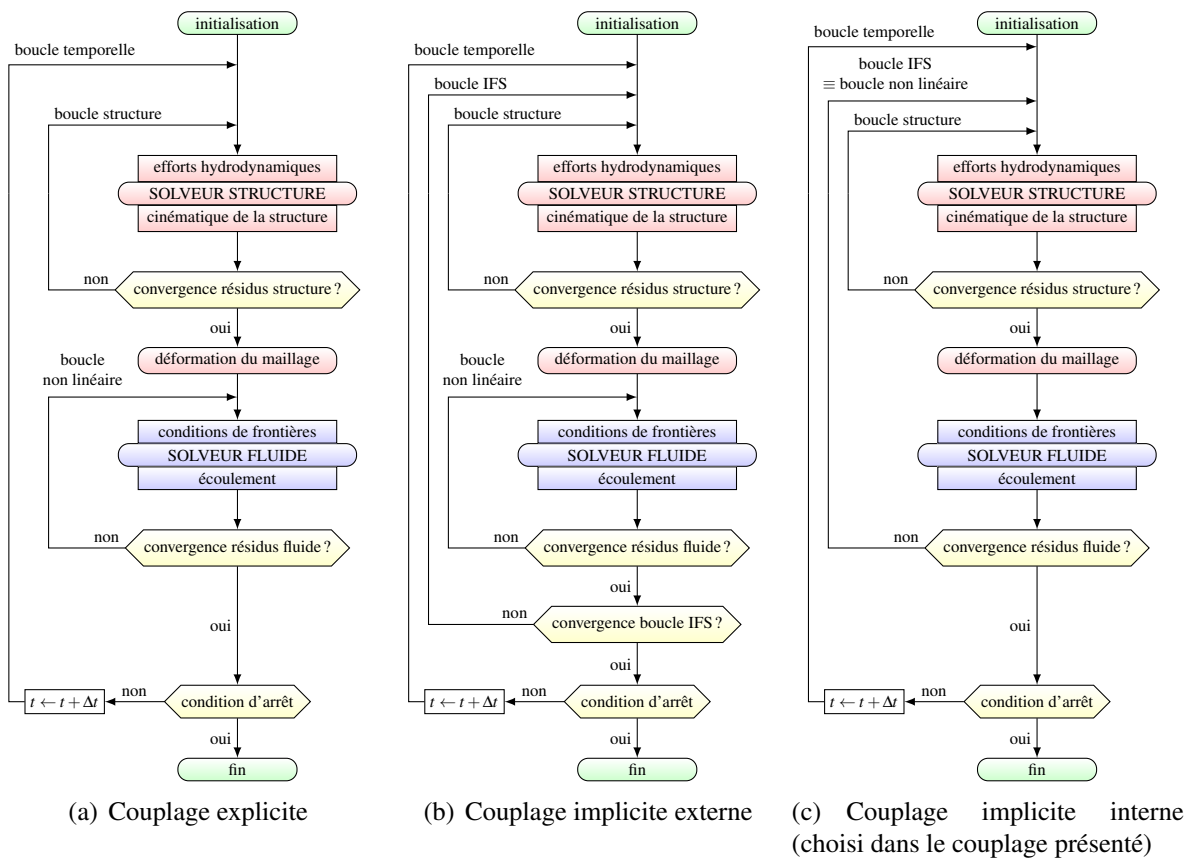


FIGURE 7.2 – Représentation de différents algorithmes de couplage IFS basés sur une approche partitionnée

Pour la formulation (7.7) utilisant comme variable itérative les efforts, les actions suivantes sont réalisées successivement à chaque itération :

- résolution du problème structure en prenant comme chargement le résultat du solveur fluide de l’itération précédente,
- résolution du problème fluide en prenant comme déplacement le résultat de la résolution du problème structure de l’itération en cours.

Vice-versa pour la formulation (7.8) utilisant comme variable itérative le déplacement où les actions sont effectuées dans l’ordre suivant :

- résolution du problème fluide en prenant comme déplacement le résultat de la résolution du problème structure de l’itération précédente,
- résolution du problème structure en prenant comme chargement le résultat du solveur fluide de l’itération en cours.

Il faut noter que, à chaque passage dans un solveur, une résolution complète est faite et cela entraîne des coûts de calcul importants. Les propriétés de convergence d’un tel algorithme sont moindres qu’avec une approche monolithique. Il n’est d’ailleurs pas certain d’atteindre la convergence quand le couplage physique est fort entre les deux milieux, c’est-à-dire quand les effets de masses ajoutées sont importants (définition en 7.1.4.2).

Accélération par relaxation d’Aïtken

Pour tenter d’accélérer la convergence et améliorer la stabilité, une relaxation de type Aïtken peut être ajoutée. Elle consiste à adapter dynamiquement le coefficient de relaxation à appliquer à la solution obtenue à chaque itération, en évaluant celui-ci par la méthode des sécantes.

Cette méthode a l’avantage de ne pas introduire de modification au sein des solveurs, mais simplement au niveau du couplage.

Toutefois, bien que son coût soit moindre que l’algorithme implicite BGS, il reste très supérieur à celui d’un solveur fluide non couplé (en admettant que le coût du solveur structure est négligeable).

Méthode de Newton

Dans le même but d’améliorer la convergence, une méthode de Newton est parfois utilisée. Elle possède une convergence quadratique, donc bien meilleure que celles présentées précédemment.

En revanche, elle nécessite l’évaluation de la matrice jacobienne du solveur fluide et donc un travail conséquent et intrusif dans le solveur fluide.

Algorithme de type Gauss-Seidel avec opérateur fluide linéarisé

Dans cet algorithme, que nous appelons algorithme de *couplage implicite interne*, la boucle non linéaire du solveur fluide fusionne avec la boucle de couplage et la résolution du problème structurel se fait donc au sein de celle-ci, comme cela est représenté sur la Figure 7.2(c) page précédente.

Cette intégration change la formulation du problème car la résolution fluide au sein d’une itération de couplage est alors incomplète. En effet, il faut remplacer \mathcal{S}_f dans (7.8) par son équivalent linéarisé \mathcal{S}_f^* , et nous obtenons alors

$$\sigma_{\Gamma_{k+1}}^{n+1} = \mathcal{S}_f^* \left(-\mathcal{S}_s^{-1}(\sigma_{\Gamma_k}^{n+1}) \right) . \quad (7.9)$$

La résolution du problème structurel est très peu coûteuse donc, même si elle est faite de façon complète, le coût du problème de couplage est alors équivalent à un calcul purement fluide, ce qui est un avantage considérable vis-à-vis des autres algorithmes présentés. De plus, la solution convergée obtenue est alors la même qu'avec une approche monolithique, si toutefois il y a convergence.

L'inconvénient majeur de cet algorithme est qu'il est nécessaire d'intervenir dans le code fluide pour effectuer les échanges de données avec le solveur fluide au sein d'une itération de couplage.

7.1.3.3 Choix d'une méthode de couplage

Nous avons choisi l'approche par **couplage implicite interne** pour notre problème d'IFS d'écoulement autour d'une palette d'aviron. Ce choix est motivé par le gain substantiel en temps CPU qu'il semble apporter, par la possibilité que nous avons d'intervenir au sein du code *ISIS-CFD* et par le très faible coût de la résolution du problème de structure par rapport à la résolution fluide. Cependant, la convergence du problème de couplage n'étant pas assurée avec ce type de couplage en raison des forts effets de masse ajoutée, il faudra mettre en place une méthode de stabilisation particulière. Celle-ci est énoncée en 7.1.5 puis complétée en 7.5.

7.1.4 La masse ajoutée

7.1.4.1 Définition

L'effet de masse ajoutée est la force fluide inertielle créée par un corps accélérant ou décélérant dans un fluide. Plus précisément, elle correspond à une partie de l'effort fluide linéairement dépendante de l'accélération. Il ne s'agit donc pas d'une masse, comme semble l'indiquer son nom¹, mais d'une force, dont le sens physique s'exprime comme le produit « masse × accélération ».

Dans un cas monodimensionnel, l'effort fluide f se décompose alors de la façon suivante

$$f = \bar{f} - m_a \gamma \quad (7.10)$$

où \bar{f} représente la partie de l'effort fluide indépendante de l'accélération γ et m_a est la masse ajoutée associée à la force du même nom. Dans un cas tridimensionnel, cette décomposition est généralisable et m_a n'est plus un scalaire mais une matrice MA symétrique, de dimension 6×6 et de rang 6, et γ devient un vecteur contenant les six composantes de l'accélération (en translation et rotation) pour un corps rigide. La sous-section suivante montre comment cette matrice de masse ajoutée est évaluée et approximée dans *ISIS-CFD*.

7.1.4.2 Calcul et approximation de l'opérateur de masse ajoutée

Plusieurs définitions et méthodes existent pour l'évaluation de la masse ajoutée et elles dépendent du besoin et du domaine d'étude. La définition utilisée dans *ISIS-CFD* est résumée par Leroyer et coll. dans [117] et expliquée en détail dans la thèse de Yvin [189], Nous rappelons ici les points importants de cette évaluation.

1. La masse ajoutée est aussi appelée masse virtuelle, force de masse ajoutée, effort d'inertie du fluide ou encore masse apparente.

L'opérateur de masse ajoutée physique, qui est basé sur une réponse instantanée du fluide à une accélération impulsionnelle du corps considéré, généralise l'opérateur de masse ajoutée à fréquence infinie déduit des approches utilisées pour les codes potentiels linéaires. Pour éviter tout recours à un code externe à *ISIS-CFD*, une méthode de calcul de l'opérateur de masse ajoutée a été intégrée dans ce dernier. Elle est basée sur la résolution du champ de pression dû à une accélération unitaire du corps rigide. Comme cette accélération est brutale et met en jeu des échelles de temps très petites, l'équation de Navier-Stokes se résume à l'équation

$$\frac{\partial \vec{u}}{\partial t} = -\frac{1}{\rho} \vec{\nabla} \tilde{p}, \quad (7.11)$$

où \vec{u} est le champ de vitesse brutalement généré et \tilde{p} est le champ de pression additionnel répondant à la perturbation \vec{u} [167, 189].

En prenant la divergence de (7.11), en utilisant le théorème de Green-Ostrogradski, et en se servant du fait que la vitesse \vec{u} est à divergence nulle, il vient alors une relation ci-dessous, définie sous la forme volumes finis :

$$\oint_S -\frac{1}{\rho} \vec{\nabla} \tilde{p} \cdot \vec{n} dS = 0. \quad (7.12)$$

Cette dernière équation doit être résolue avec une condition aux limites de Neumann pour \tilde{p} et avec une accélération unitaire γ_b imposée à la surface du corps considéré pour un certain DDL (une équation pour chacun des six DDL), nulle sur les parois des éventuels autres corps :

$$-\frac{1}{\rho} \vec{\nabla} \tilde{p} \cdot \vec{n} = \frac{\partial \tilde{u}_b}{\partial t} \cdot \vec{n} = \gamma_b \cdot \vec{n} \quad \text{sur la paroi du corps considéré.} \quad (7.13)$$

Finalement, la matrice de masse ajoutée est définie par

$$-MA_{ij} = \begin{cases} -\left(\oint_S \tilde{p}_{/j} \vec{n} dS \right) \cdot \vec{e}_i & \text{pour } j = 1, 2, 3 \quad (\text{DDL en translation}) \\ -\left(\oint_S \tilde{p}_{/j} (\vec{x} - \vec{x}_G) \wedge \vec{n} dS \right) \cdot \vec{e}_{i-3} & \text{pour } j = 4, 5, 6 \quad (\text{DDL en rotation}) \end{cases}, \quad (7.14)$$

où $\tilde{p}_{/j}$ est le champ de pression artificiel obtenu lorsque le DDL j du corps rigide subit une accélération unitaire γ_{b_i} .

L'équation (7.12) est assez similaire à l'équation de pression utilisée pour résoudre l'écoulement avec l'écoulement réel. La forme de la surface libre est naturellement prise en compte par la variation spatiale de la masse volumique ρ quand un écoulement multifluide est considéré. Aucune équation supplémentaire n'a besoin d'être résolue pour prendre en compte la position de la surface libre. Ce n'est pas le cas quand un solveur d'écoulement potentiel est utilisé parce que la cinématique et la dynamique des conditions aux limites sur la surface libre doivent aussi être respectées. De plus, aucun maillage additionnel n'est requis.

Cette évaluation de l'opérateur de masse ajoutée est coûteuse car elle repose sur la résolution d'un problème elliptique, très consommateur en ressources dans *ISIS-CFD*. Cependant, il n'est pas nécessaire d'avoir une grande précision sur l'évaluation de cette opérateur, en particulier sur son évolution temporelle. Il est utilisé pour stabiliser les couplages fluide-structure, comme indiqué en 7.1.5 et 7.5, et il suffit de l'évaluer par exemple une fois toutes les 10 ou 20 itérations temporelles, quand l'écoulement varie de manière importante.

7.1.5 Stabilisation des couplages partitionnés par un opérateur de masse ajoutée approchée

Les effets inertiels du fluide créent une dépendance des efforts fluides à l'accélération, pouvant entraîner des instabilités dans le couplage indépendamment du schéma de discrétisation utilisé. Dans cette section, nous mettons en évidence les instabilités générées et nous expliquons les grandes lignes d'une procédure générale de stabilisation du couplage basée sur une masse ajoutée numérique mais liée à sa valeur physique.

7.1.5.1 Influence des effets inertiels sur la stabilité du couplage IFS

Cette démonstration de l'influence des effets inertiels sur la stabilité de couplage provient de l'analyse effectuée par Söding [167] sur un cas monodimensionnel.

Le principe fondamental de la dynamique (PFD) appliqué à un corps de masse m plongé dans un fluide et libre de se déplacer suivant un DDL en translation donne l'équation suivante

$$m \gamma = f_e + f \quad (7.15)$$

où γ est l'accélération du corps, f les efforts exercés par le fluide et f_e les efforts extérieurs supposés indépendants de l'accélération.

Avec la décomposition de f décrite dans l'équation (7.10), il est possible de réécrire (7.15) comme

$$m \gamma = f_e + \bar{f} - m_a \gamma, \quad (7.16)$$

où la masse ajoutée m_a est supposée constante pour simplifier le raisonnement.

Dans un algorithme de couplage explicite comme décrit en 7.1.3.2.1, la structure répond alors à l'équation

$$m \gamma^{n+1} = f_e^n + \bar{f} - m_a \gamma^n, \quad (7.17)$$

où n désigne l'instant convergé du pas de temps précédent et $n + 1$ l'instant sur lequel nous souhaitons calculer l'état des variables.

Nous étudions la stabilité en suivant l'évolution d'une perturbation ε_γ en accélération. L'équation (7.17) devient alors

$$m (\gamma^{n+1} + \varepsilon_\gamma^{n+1}) = f_e^n + \bar{f} - m_a (\gamma^n + \varepsilon_\gamma^n). \quad (7.18)$$

La soustraction (7.18) – (7.17) permet, après division par m , d'obtenir

$$\varepsilon_\gamma^{n+1} = - \frac{m_a}{m} \varepsilon_\gamma^n. \quad (7.19)$$

La suite géométrique correspondante, de raison $-\frac{m_a}{m}$, admet une solution sous la forme

$$\varepsilon_\gamma^n = - C_\Gamma \left(\frac{m_a}{m} \right)^n. \quad (7.20)$$

qui diverge si $m_a > m$ et traduit que le couplage explicite est instable sous cette condition.

Pour les algorithmes de couplage implicite interne, le PFD exprimé sous une formulation implicite à l'itération non linéaire d'indice $k + 1$ donne

$$m \gamma_{k+1}^{n+1} = f_e_k^{n+1} + \bar{f}_k^{n+1} - m_a \gamma_k^{n+1}. \quad (7.21)$$

L'évolution d'une perturbation en accélération dans la boucle non linéaire vérifie

$$\varepsilon_{\gamma_{k+1}}^{n+1} = -\frac{m_a}{m} \varepsilon_{\gamma_k}^{n+1}. \quad (7.22)$$

et, de la même façon, le couplage est instable si $m_a > m$.

7.1.5.2 Utilisation d'un opérateur de masse ajoutée

Notons \tilde{m}_a un opérateur de masse ajoutée approchant l'opérateur de masse ajoutée exact m_a . La stratégie pour stabiliser le couplage est d'ajouter dans chaque membre de l'équation (7.17) un terme dépendant de \tilde{m}_a , tel que

$$(m + \tilde{m}_a) \gamma^{n+1} = f_e^n + \bar{f} - (m_a - \tilde{m}_a) \gamma^n. \quad (7.23)$$

L'analyse de stabilité indique que ce couplage est stable si l'inégalité $\frac{m_a - \tilde{m}_a}{m + \tilde{m}_a} < 1$ est vérifiée, c'est-à-dire si $m > m_a - 2\tilde{m}_a$, en supposant $m_a > 0$ et $\tilde{m}_a > 0$. Cependant, l'accumulation d'erreur est difficile à contrôler avec les approches explicites.

Dans un algorithme implicite, le résultat à convergence ne dépend pas de la valeur de \tilde{m}_a et, à l'itération $k + 1$ de la boucle non linéaire, l'équation (7.21) devient en ajoutant le terme contenant l'opérateur de masse ajoutée à chaque membre

$$(m + \tilde{m}_a) \gamma_{k+1}^{n+1} = f_e^{n+1} + \bar{f}_k^{n+1} - (m_a - \tilde{m}_a) \gamma_k^{n+1}. \quad (7.24)$$

L'analyse de stabilité donne alors une convergence du couplage si

$$\tilde{m}_a > \frac{m_a - m}{2}. \quad (7.25)$$

7.1.5.3 Interprétation en terme de relaxation

La modification proposée en 7.1.5.2 pour stabiliser le couplage nécessiterait donc a priori d'intervenir au sein du solveur structure, ce qui n'est pas idéal dans le cas général. En effet, ce n'est pas toujours facile ou même possible, comme dans le cas où un code commercial est utilisé et vu comme une « boîte noire ». Un moyen de retrouver une procédure similaire en agissant au niveau du couplage entre les deux solveurs fluide et structure est d'utiliser une relaxation de la cinématique, exprimée par un coefficient de relaxation r .

Supposons que l'équation (7.21) soit résolue, puis que sa solution $\gamma_{k+1, \text{tmp}}^{n+1}$ soit relaxée pour obtenir la solution γ_{k+1}^{n+1} . Cela se traduit par les équations

$$m \gamma_{k+1, \text{tmp}}^{n+1} = f_e^{n+1} + \bar{f}_k^{n+1} - m_a \gamma_k^{n+1} \quad (7.26)$$

et

$$\gamma_{k+1}^{n+1} = r \gamma_{k+1, \text{tmp}}^{n+1} + (1 - r) \gamma_k^{n+1}. \quad (7.27)$$

La substitution de $\gamma_{k+1, \text{tmp}}^{n+1}$ dans (7.27) conduit à

$$m \gamma_{k+1}^{n+1} = r \left(f_e^{n+1} + \bar{f}_k^{n+1} - m_a \gamma_k^{n+1} \right) + (1 - r) m \gamma_k^{n+1}. \quad (7.28)$$

En divisant par r , tel que $0 < r < 1$, et en posant $c = \frac{1-r}{r}$ soit $\frac{1}{r} = 1 + c$, nous obtenons après simplifications

$$(m + c m) \gamma_{k+1}^{n+1} = f_{e_k}^{n+1} + \bar{f}_k^{n+1} - (m_a - c m) \gamma_k^{n+1}, \quad (7.29)$$

et cela correspond exactement à l'équation (7.24).

Une relaxation de coefficient r correspond donc à une stabilisation par un opérateur de masse ajoutée $\tilde{m}_a = c m$ ou $\tilde{m}_a = \frac{1-r}{r} m$. La stabilité du couplage et sa convergence sont assurées pour $r < \frac{2}{1+\frac{m_a}{m}}$.

7.1.5.4 Lien entre Jacobien des efforts fluides et masse ajoutée

Dans la section 7.5, nous développons une méthode pour stabiliser la convergence des déflexions linéaires et angulaires du manche de l'aviron. Elle repose sur le lien entre la masse ajoutée et le Jacobien des efforts fluides fonction de la cinématique de la structure à l'interface. Nous expliquons ici les approximations que nous utilisons pour cette méthode.

Si d est une variation de la cinématique de l'interface, alors le Jacobien des efforts fluides F_f se décompose en trois termes comme suit

$$\frac{\partial F_f}{\partial d} = \frac{\partial F_f}{\partial x} \frac{\partial x}{\partial d} + \frac{\partial F_f}{\partial \dot{x}} \frac{\partial \dot{x}}{\partial d} + \frac{\partial F_f}{\partial \ddot{x}} \frac{\partial \ddot{x}}{\partial d}, \quad (7.30)$$

où les trois termes représentent dans l'ordre la matrice de raideur fluide (dépendant de la position x), la matrice d'amortissement fluide (dépendant de la vitesse \dot{x}) et la matrice d'inertie du fluide ou de masse ajoutée (dépendant de l'accélération \ddot{x}).

Les schémas en temps relient intrinsèquement position, vitesse et accélération et il en est de même pour les incréments ou correction sur ces trois variables. Ainsi, pour le schéma BDF2 utilisé dans *ISIS-CFD*, la vitesse et l'accélération à l'instant t_c s'expriment respectivement en fonction des deux instants précédents t_p et t_q par

$$\dot{x}_c = e_c x_c + e_p x_p + e_q x_q \quad (7.31)$$

et

$$\ddot{x}_c = e_c \dot{x}_c + e_p \dot{x}_p + e_q \dot{x}_q. \quad (7.32)$$

Imposer un incrément de position δx a alors pour conséquence deux incréments de vitesse et d'accélération respectivement définis par

$$\dot{x}_c + \delta \dot{x} = e_c (x_c + \delta x) + e_p x_p + e_q x_q \quad (7.33)$$

et

$$\ddot{x}_c + \delta \ddot{x} = e_c (\dot{x}_c + \delta \dot{x}) + e_p \dot{x}_p + e_q \dot{x}_q. \quad (7.34)$$

Par soustractions, nous obtenons alors l'évolution des incréments de vitesse et d'accélération en fonction de l'incrément de position, définis respectivement par

$$\delta \dot{x} = e_c \delta x \quad \text{et} \quad \delta \ddot{x} = e_c^2 \delta x, \quad (7.35)$$

en sachant que $e_c = \frac{3}{2\Delta t}$, en allégeant la notation pour le pas de temps avec $\Delta t = \Delta t(t_c)$.

Le Jacobien a donc pour valeur

$$\frac{\partial F_f}{\partial d} = \frac{\partial F_f}{\partial x} + \frac{3}{2 \Delta t} \frac{\partial F_f}{\partial \dot{x}} + \left(\frac{3}{2 \Delta t} \right)^2 \frac{\partial F_f}{\partial \ddot{x}}. \quad (7.36)$$

Pour un déplacement imposé par une variation d'incrément δx sur un pas de temps Δt très petit, la variation d'efforts fluides vis-à-vis de la cinématique de l'interface répond donc essentiellement par le terme d'accélération, d'où l'approximation suivante

$$\frac{\partial F_f}{\partial d} \underset{\Delta t \rightarrow 0}{\approx} \left(\frac{3}{2 \Delta t} \right)^2 \frac{\partial F_f}{\partial \ddot{x}}, \quad (7.37)$$

que nous utilisons pour les développements effectués en 7.5.

7.2 Modèles de flexion de l'aviron

Deux modèles de flexion de l'aviron ont été utilisés pour calculer les déflexions linéaires et angulaires à l'extrémité du manche de l'aviron, lieu de la jonction avec la palette, que nous appelons également emplanture. Ces modèles ont des degrés de complexité différents, celle-ci augmentant avec leur précision. Nous proposons tout d'abord une approche idéalisée du problème. Nous mettons ensuite cette vision en défaut, en remarquant des caractéristiques de l'écoulement autour de la palette. Puis, nous proposons alors deux modèles : l'un simplifié et proche de l'approche idéalisée, l'autre plus complexe et fidèle à la physique de l'écoulement. Finalement, nous évaluons l'erreur commise par le modèle simplifié.

7.2.1 Approche idéalisée

Nous décrivons ici une approche simple de flexion du manche de l'aviron, suffisante pour décrire en première approximation la modification de position de la palette due aux efforts hydrodynamiques sur celle-ci. Nous reprenons, après avoir donné les hypothèses de la modélisation, la méthodologie proposée en A.6.3.3.

7.2.1.1 Hypothèses

Nous confrontons ici la théorie des poutres que nous avons énoncée en A.6 et que nous utilisons, avec la réalité de notre configuration.

1. **Problème quasi-statique** : nous estimons que les phénomènes sont suffisamment lents (c'est-à-dire avec des fréquences assez éloignées de la résonance du manche) et continus pour aborder ce problème comme une suite de problèmes statiques.
2. **Notions de poutre** : le manche peut être considéré comme une poutre au sens des conditions énoncées en A.6.1.1. La palette est considérée comme étant rigide car ses déformations sont suffisamment faibles dans les conditions d'utilisation usuelles, en particulier par rapport à celles du manche.
3. **Petites déformations** : hypothèse vérifiée car la flèche maximale à l'emplanture ne dépasse pas 10 % de la longueur totale du manche.
4. **Matériau continu, homogène et isotrope** : le dernier point n'est pas totalement vrai mais nous faisons comme si c'était le cas, à défaut de pouvoir utiliser une meilleure modélisation. En effet, les avirons sont fabriqués avec des matériaux composites (PRFC) ne vérifiant pas ces propriétés.
5. **Flexion plane** : nous considérons uniquement la flexion dans le plan passant par l'axe du manche et normal à la surface de poussée de la palette. Les autres sollicitations sont négligées, comme la traction/compression, la torsion ou la flexion dans le plan passant par l'axe du manche et parallèle à la surface de poussée de la palette.
6. **Actions mécaniques** : c'est sur ce point que la difficulté principale se situe et que les modèles proposés par la suite se différencient. Dans l'approche idéalisée, nous considérons que l'effort hydrodynamique est caractérisé par un torseur glisseur dont la force s'applique en un point de la palette, situé approximativement à mi-corde.

7.2.1.2 Efforts sur la poutre

Dans cette approche idéalisée, nous considérons le manche de l'aviron comme une poutre en appui sur deux points A et B espacés d'une distance L_i , correspondant à la poignée et à la dame de nage, et en liaison complète (encastrement) avec la palette, considérée comme un corps rigide, au point D situé à une distance L_e du point B. La palette est soumise à un torseur glisseur de résultante \vec{F}_h s'appliquant en un point situé approximativement à mi-corde de la palette, à une distance l de l'implanture au point D. La Figure 7.3 résume la configuration.

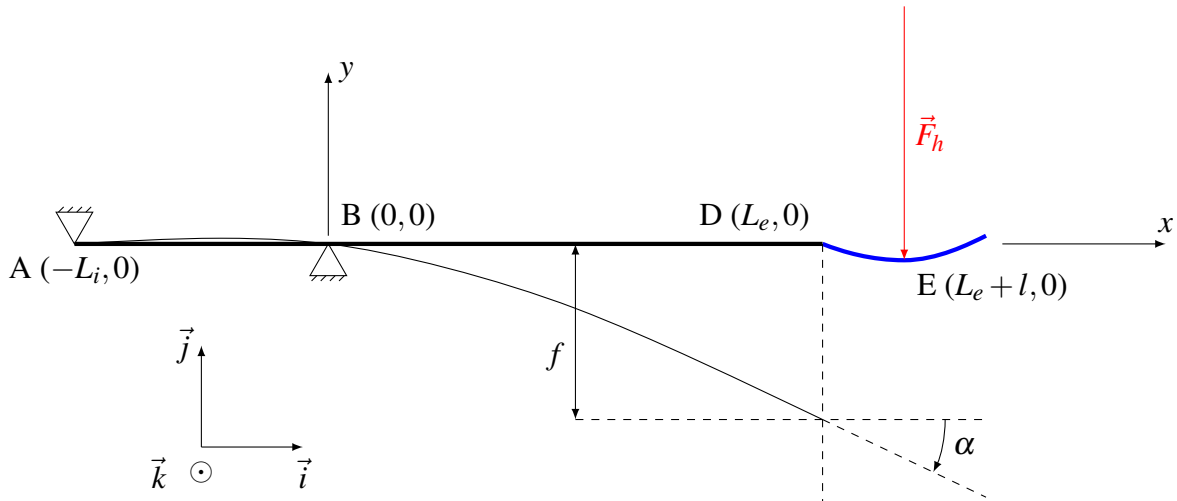


FIGURE 7.3 – Modélisation de la poutre constituée par le manche d'aviron

7.2.1.3 Repère

Le repère du problème a pour origine le point B. Le premier vecteur de base, \vec{i} , est orienté suivant l'axe du manche non déformé, dirigé de la poignée vers la palette. Le second vecteur, \vec{j} , est dans le plan de flexion, normal au premier vecteur et dirigé comme la normale sortante de la surface de poussée de la palette. Le troisième vecteur \vec{k} complète la base tridimensionnelle pour former une base orthonormée directe. Nous nommons \mathfrak{R}_m ce repère $(B, \vec{i}, \vec{j}, \vec{k})$ lié au manche (d'indice m).

7.2.1.4 Calcul des actions aux appuis

7.2.1.4.1 Actions sur la palette

Nous isolons la palette (d'indice p). Elle est soumise à :

- l'effort hydrodynamique (indice h) exprimé par le torseur glisseur

$$\{\mathcal{T}(h \rightarrow p)\} = \left\{ \begin{array}{cc} 0 & \emptyset \\ Y_{A, h \rightarrow p} = -F_h & \emptyset \\ \emptyset & 0 \end{array} \right\}_{E, \mathfrak{R}_m}, \quad F_h > 0,$$

- et l'action de l'encastrement palette–manche, modélisée par le torseur

$$\{\mathcal{T}(m \rightarrow p)\} = \left\{ \begin{array}{cc} X_{D, m \rightarrow p} & \emptyset \\ Y_{D, m \rightarrow p} & \emptyset \\ \emptyset & N_{D, m \rightarrow p} \end{array} \right\}_{D, \mathfrak{R}_m},$$

le symbole \emptyset signifiant que les efforts sont nuls ou ne sont pas considérés car le problème est bidimensionnel.

Nous appliquons le principe fondamental de la statique (PFS) sur la palette et nous avons alors les équations

$$\sum \vec{\mathcal{F}}_{ext \rightarrow p} = \vec{0} \quad (7.38)$$

et

$$\sum \vec{\mathcal{M}}_D \left(\vec{\mathcal{F}}_{ext \rightarrow p} \right) = \vec{0}. \quad (7.39)$$

La projection de l'équation (7.38) sur les vecteurs \vec{i} puis \vec{j} et de l'équation (7.39) sur le vecteur \vec{k} permettent d'obtenir respectivement les résultats suivants

$$\boxed{X_{D,m \rightarrow p} = 0} \quad , \quad \boxed{Y_{D,m \rightarrow p} = F_h} \quad \text{et} \quad \boxed{N_{D,m \rightarrow p} = l F_h}. \quad (7.40)$$

7.2.1.4.2 Actions sur le manche

Nous isolons le manche de l'aviron. Il est soumis à :

- l'appui en A, symbolisant l'effort de la main du rameur (indice r) sur la poignée de l'aviron, modélisé par le torseur

$$\{\mathcal{T}(r \rightarrow m)\} = \left\{ \begin{array}{cc} 0 & \emptyset \\ Y_{A,r \rightarrow m} & \emptyset \\ \emptyset & 0 \end{array} \right\}_{A, \mathfrak{R}_m},$$

- l'appui en B, symbolisant l'effort de la dame de nage (indice d) sur l'aviron, modélisé par le torseur

$$\{\mathcal{T}(d \rightarrow m)\} = \left\{ \begin{array}{cc} 0 & \emptyset \\ Y_{B,d \rightarrow m} & \emptyset \\ \emptyset & 0 \end{array} \right\}_{B, \mathfrak{R}_m},$$

- et l'action de l'encastrement palette–manche, modélisée par le torseur

$$\{\mathcal{T}(p \rightarrow m)\} = \left\{ \begin{array}{cc} X_{D,p \rightarrow m} = 0 & \emptyset \\ Y_{D,p \rightarrow m} = -F_h & \emptyset \\ \emptyset & N_{D,p \rightarrow m} = -l F_h \end{array} \right\}_{D, \mathfrak{R}_m}.$$

Nous appliquons le PFS sur le manche et nous avons alors les équations

$$\sum \vec{\mathcal{F}}_{ext \rightarrow m} = \vec{0} \quad (7.41)$$

et

$$\sum \vec{\mathcal{M}}_B \left(\vec{\mathcal{F}}_{ext \rightarrow m} \right) = \vec{0}. \quad (7.42)$$

La projection de l'équation (7.41) sur le vecteur \vec{j} et de l'équation (7.42) sur le vecteur \vec{k} permettent d'obtenir

$$Y_{A,r \rightarrow m} + Y_{B,d \rightarrow m} - F_h = 0 \quad (7.43)$$

et

$$-L_i Y_{A,r \rightarrow m} + N_{D,d \rightarrow m} + L_e Y_{D,p \rightarrow m} = 0. \quad (7.44)$$

Après introduction des résultats obtenus en (7.40), l'équation (7.44) donne

$$\boxed{Y_{A,r \rightarrow m} = - \frac{L_e + l}{L_i} F_h}, \quad (7.45)$$

et, en injectant ce résultat dans (7.43), nous obtenons

$$\boxed{Y_{B,r \rightarrow m} = \left(1 + \frac{L_e + l}{L_i} \right) F_h}. \quad (7.46)$$

7.2.1.5 Zones de la poutre

La poutre est constituée de deux zones, selon la définition donnée en A.6.3.3. Il s'agit des zones [AB] et [BD].

7.2.1.6 Choix d'une base locale dans chaque zone

La poutre non déformée possède une fibre neutre rectiligne donc nous travaillons dans la même base que celle du repère \mathfrak{R}_m .

7.2.1.7 Expression du torseur de cohésion dans chaque zone

Zone [AB]

Nous isolons le tronçon S^- de la zone AB. Il n'est soumis qu'à l'action de l'appui en A. Nous avons donc la relation suivante

$$\{\mathcal{T}_{coh}\} = - \{\mathcal{T}(ext \rightarrow S^-)\} = - \{\mathcal{T}(r \rightarrow m)\}. \quad (7.47)$$

Le torseur de cohésion, défini au point $G(x)$, est alors égal à

$$\{\mathcal{T}_{coh}\} = \left\{ \begin{array}{cc} 0 & \emptyset \\ \frac{L_e + l}{L_i} F_h & \emptyset \\ \emptyset & -(L_i + x) \frac{L_e + l}{L_i} F_h \end{array} \right\}_{G(x), \mathfrak{R}_m}. \quad (7.48)$$

Zone [BD]

Nous isolons le tronçon S^+ de la zone BD. Il n'est soumis qu'à l'action de encastrement en D. Nous avons donc la relation suivante

$$\{\mathcal{T}_{coh}\} = \{\mathcal{T}(ext \rightarrow S^+)\} = \{\mathcal{T}(p \rightarrow m)\}. \quad (7.49)$$

Le torseur de cohésion, défini au point $G(x)$, est alors égal à

$$\{\mathcal{T}_{coh}\} = \left\{ \begin{array}{cc} 0 & \emptyset \\ -F_h & \emptyset \\ \emptyset & (x - L_e - l) F_h \end{array} \right\}_{G(x), \mathfrak{R}_m}. \quad (7.50)$$

7.2.1.8 Calcul des déflexions linéaire et angulaire

A partir de l'équation (A.59) reliant le moment de flexion M_{fz} de chaque zone de la poutre à la dérivée seconde de la déflexion linéaire y , ou flèche, il est possible de retrouver la flèche en tout point de la poutre en utilisant les conditions sur les appuis, c'est-à-dire :

$$\begin{cases} y_{[AB]}(x = -L_i) = y_{[AB]}(x = 0) = y_{[BD]}(x = 0) = 0 \\ \frac{dy_{[AB]}}{dx}(x = 0) = \frac{dy_{[BD]}}{dx}(x = 0) \end{cases} \quad (7.51)$$

La flèche vaut donc

$$y(x) = \begin{cases} -\frac{F_h}{EI_{G_z}} \frac{L_e+l}{L_i} \left(\frac{1}{6} x^3 + \frac{L_i}{2} x^2 + \frac{L_i^2}{3} x \right) & x \in [-L_i, 0] \\ \frac{F_h}{EI_{G_z}} \left(\frac{1}{6} x^3 - \frac{L_e+l}{2} x^2 - \frac{L_i(L_e+l)}{3} x \right) & x \in [0, L_e] \end{cases} \quad (7.52)$$

et sa dérivée $\frac{dy}{dx}$ est donnée par

$$\frac{dy}{dx}(x) = \begin{cases} -\frac{F_h}{EI_{G_z}} \frac{L_e+l}{L_i} \left(\frac{1}{2} x^2 + L_i x + \frac{L_i^2}{3} \right) & x \in [-L_i, 0] \\ \frac{F_h}{EI_{G_z}} \left(\frac{1}{2} x^2 - (L_e+l) x - \frac{L_i(L_e+l)}{3} \right) & x \in [0, L_e] \end{cases} \quad (7.53)$$

Au point D, choisi comme référence pour la modification de la position de la palette, nous avons alors des valeurs de flèche f et de déflexion angulaire α (où nous faisons l'approximation $\alpha \approx \tan \alpha$ comme cet angle reste faible) égales à

$$f = y(x = L_e) = -\frac{F_h}{EI_{G_z}} \left[\frac{L_e^2 (L_e + L_i)}{3} + L_e l \left(\frac{L_e}{2} + \frac{L_i}{3} \right) \right], \quad (7.54)$$

et

$$\alpha = \frac{dy}{dx}(x = L_e) = -\frac{F_h}{EI_{G_z}} \left[\left(\frac{L_e}{2} + \frac{L_i}{3} \right) L_e + \left(L_e + \frac{L_i}{3} \right) l \right]. \quad (7.55)$$

Nous remarquons par ces résultats la relation de proportionnalité entre f et F_h et entre α et F_h . Cela signifie donc que, dans cette approche idéalisée mettant en jeu une résultante au point E, les déflexions linéaire et angulaire en D sont reliées par un coefficient de proportionnalité.

7.2.2 Mise en défaut de l'approche idéalisée

Nous montrons ici que l'approche décrite précédemment pour modéliser le comportement en flexion du manche d'aviron n'est pas en accord avec le comportement réel. En supposant un état particulier du torseur au point D (à l'emplanture), nous cherchons la position théorique du centre de poussée hydrodynamique, c'est-à-dire le point d'application de la force, dans un cas bidimensionnel puis tridimensionnel. Par des résultats de simulations numériques, nous montrons alors que le centre de poussée n'est pas situé sur l'axe de l'aviron. Cela montre l'existence d'un couple pur, oublié dans l'approche idéalisée.

7.2.2.1 Recherche du centre de poussée hydrodynamique dans le cas bidimensionnel avec effort orthogonal à l'axe du manche

Nous considérons, dans une configuration bidimensionnelle, un manche d'aviron similaire à celui décrit par la Figure 7.3 page 164, sauf que nous connaissons l'état du torseur dû aux efforts hydrodynamiques sur la palette au point D et il est exprimé par

$$\{\mathcal{T}(h \rightarrow p)\} = \left\{ \begin{array}{cc} 0 & \emptyset \\ Y_{D,h \rightarrow p} & \emptyset \\ \emptyset & N_{D,h \rightarrow p} \end{array} \right\}_{D, \mathfrak{R}_m}. \quad (7.56)$$

Si ce torseur est un glisseur alors il existe un point Q, tel que $\overrightarrow{DQ} = (a, b, c)_{\mathfrak{R}_m}$, vérifiant la relation suivante

$$\vec{\mathcal{M}}_Q(\vec{\mathcal{F}}_{h \rightarrow p}) = \vec{0} = \vec{\mathcal{M}}_D(\vec{\mathcal{F}}_{h \rightarrow p}) + \overrightarrow{DQ} \wedge \vec{\mathcal{F}}_{h \rightarrow p}. \quad (7.57)$$

La projection sur l'axe \vec{k}_0 de l'équation 7.57 donne alors un centre de poussée hydrodynamique a une position telle que

$$a = \frac{N_{D,h \rightarrow p}}{Y_{D,h \rightarrow p}}. \quad (7.58)$$

7.2.2.2 Recherche du centre de poussée hydrodynamique dans le cas tridimensionnel

Dans un cas tridimensionnel et avec un torseur en D à six composantes non nulles, décrit par

$$\{\mathcal{T}(h \rightarrow p)\} = \left\{ \begin{array}{cc} X_{D,h \rightarrow p} & L_{D,h \rightarrow p} \\ Y_{D,h \rightarrow p} & M_{D,h \rightarrow p} \\ Z_{D,h \rightarrow p} & N_{D,h \rightarrow p} \end{array} \right\}_{D, \mathfrak{R}_m}, \quad (7.59)$$

l'équation (7.57) projetée sur les trois axes de la base associée à \mathfrak{R}_m conduit au système suivant

$$\begin{cases} Z_{D,h \rightarrow p} b - Y_{D,h \rightarrow p} c & = & L_{D,h \rightarrow p} \end{cases} \quad (7.60)$$

$$\begin{cases} -Z_{D,h \rightarrow p} a + X_{D,h \rightarrow p} c & = & M_{D,h \rightarrow p} \end{cases} \quad (7.61)$$

$$\begin{cases} Y_{D,h \rightarrow p} a - X_{D,h \rightarrow p} b & = & N_{D,h \rightarrow p} \end{cases} \quad (7.62)$$

où a , b et c sont les inconnues. Le système peut être écrit sous forme matricielle par l'équation $A X = B$ comme suit

$$\underbrace{\begin{pmatrix} 0 & Z_{D,h \rightarrow p} & -Y_{D,h \rightarrow p} \\ -Z_{D,h \rightarrow p} & 0 & X_{D,h \rightarrow p} \\ Y_{D,h \rightarrow p} & -X_{D,h \rightarrow p} & 0 \end{pmatrix}}_A \underbrace{\begin{pmatrix} a \\ b \\ c \end{pmatrix}}_X = \underbrace{\begin{pmatrix} L_{D,h \rightarrow p} \\ M_{D,h \rightarrow p} \\ N_{D,h \rightarrow p} \end{pmatrix}}_B. \quad (7.63)$$

La matrice A associée au système est antisymétrique et son déterminant est nul. Cela veut donc dire que soit le système d'équations n'a pas de solution, soit il en a une infinité.

Après diverses manipulations des équations (7.60), (7.61) et (7.62), nous obtenons la relation de compatibilité suivante

$$X_{D,h \rightarrow p} L_{D,h \rightarrow p} + Y_{D,h \rightarrow p} M_{D,h \rightarrow p} + Z_{D,h \rightarrow p} N_{D,h \rightarrow p} = 0. \quad (7.64)$$

Cette équation (7.64) se traduit par

$$\vec{\mathcal{F}}_{h \rightarrow p} \cdot \vec{\mathcal{M}}_D(\vec{\mathcal{F}}_{h \rightarrow p}) = 0, \quad (7.65)$$

signifiant que le moment au point D dû à la force hydrodynamique sur la palette doit être orthogonal à la résultante associée. Si cette condition n'est pas vérifiée, alors il n'existe pas de solution au système d'équations et le torseur associé aux efforts hydrodynamiques sur la palette n'est pas un glisseur.

7.2.2.3 Recherche du centre de poussée hydrodynamique à l'aide de résultats de simulations numériques

Dans le chapitre 9, nous effectuons des simulations où la palette est en position statique (cf. 9.3.1). Nous nous servons ici de certains résultats pour notre démonstration, présentés dans le Tableau 7.1.

ϕ [°]	-4			0		
ψ [°]	1,100	1,138	2,420	1,700	1,800	1,835
F_y [N]	-0,218	-0,030	6,468	-0,315	0,177	0,347
M_z [N·m]	5,254	5,323	7,697	5,121	5,299	5,362
$\vec{\mathcal{F}}_{h \rightarrow p} \cdot \vec{\mathcal{M}}_D(\vec{\mathcal{F}}_{h \rightarrow p})$ [N·m ²]	17,856	18,037	18,063	17,799	17,953	17,978

Tableau 7.1 – Extrait des résultats de simulations numériques pour trouver la position de portance nulle. Efforts exprimés dans la base associée à la palette.

Le tableau 7.1 donne les efforts obtenus à convergence et exprimés dans la base associée à la palette, pour deux jeux de configuration différents, le premier avec un angle de roulis de $\phi = -4^\circ$ et le second avec avec $\phi = 0^\circ$. Dans chaque jeu, trois angles de balayage ψ sont utilisés. Pour ces trois angles, un premier donne un effort F_y (normal à la palette) légèrement négatif, un autre donne F_y légèrement positif et le dernier angle permet d'avoir $F_y \approx 0$. Or, pour chaque jeu, le moment M_z reste quasi-constant et, en particulier, ne change pas de signe.

Si nous cherchons un centre de poussée hydrodynamique sur l'axe de l'aviron, alors l'équation (7.62) avec $b = 0$, est impossible à vérifier car $F_y \approx 0$ et $M_z > 0$.

Par ailleurs, la résultante et le moment au point D ne sont pas orthogonaux, alors l'équation de compatibilité (7.65), nécessaire pour trouver un centre de poussée, n'est pas vérifiée.

Il est donc impossible de trouver un point de réduction pour le torseur des efforts hydrodynamiques donnant un moment nul. Cela atteste de la **présence d'un couple pur** s'exerçant sur la palette.

7.2.3 Modèle simplifié de flexion de l'aviron

Un premier modèle pour caractériser de manière simplifiée la flexion de l'aviron peut être formulé en fonction des descriptions et résultats obtenus par l'approche idéalisée, développée en 7.2.1. Le moment de flexion M_{fz} formulé dans les torseurs de cohésion (7.48) ou (7.50) est linéaire en fonction du chargement sur la palette. Il est montré expérimentalement en 7.3 que les déflexions linéaire et angulaire évoluent elles aussi proportionnellement au chargement. Il est donc naturel de

relier les déflexions au moment de flexion pris en un point particulier de la poutre. Ce point est pris sur une section du levier extérieur, pour des raisons pratiques. Dans la configuration étudiée au chapitre 8, ce point est à une distance L_c de l'emplanture et correspond à l'emplacement de jauges de contraintes placées sur le manche. Dans la configuration du chapitre 9, il s'agit alors du point B. Appelons alors C ce point et celui-ci sera à une distance L_c de l'emplanture différente suivant le cas étudié.

Le modèle de flexion proposé, que nous notons ①, est alors le suivant

$$\begin{cases} M_{fz}(C) = K_{\text{lin}} f \\ M_{fz}(C) = K_{\text{ang}} \alpha \end{cases}, \quad (7.66)$$

où les coefficients K_{lin} et K_{ang} sont évalués expérimentalement, pour une flèche f à la position $x = L_e$ et une charge appliquée en $L_e + l$. Ce modèle a l'avantage de lier les deux déflexions entre elles par la relation $\alpha = \frac{K_{\text{lin}}}{K_{\text{ang}}} f$. Cette caractéristique permet notamment d'obtenir un couplage stable en utilisant uniquement une stabilisation par le coefficient de masse ajoutée MA_{22} .

Il est alors assez clair que, en présence d'un couple pur, le moment de flexion est modifié et les coefficients de proportionnalité du modèle sont inadapés à cette situation. Le modèle présenté ci-après permet de tenir compte d'un éventuel couple pur.

7.2.4 Modèle complet de flexion de l'aviron

Afin de prendre en compte le couple pur généré par l'écoulement d'eau autour de la palette, il est nécessaire d'ajouter un moment dans le modèle poutre. Comme le point de référence des simulations numériques est situé en D, nous choisissons de définir en ce point le torseur des efforts hydrodynamiques sur la palette, composé d'une résultante et d'un moment. La Figure 7.4 résume la configuration choisie pour ce modèle, que nous notons ②.

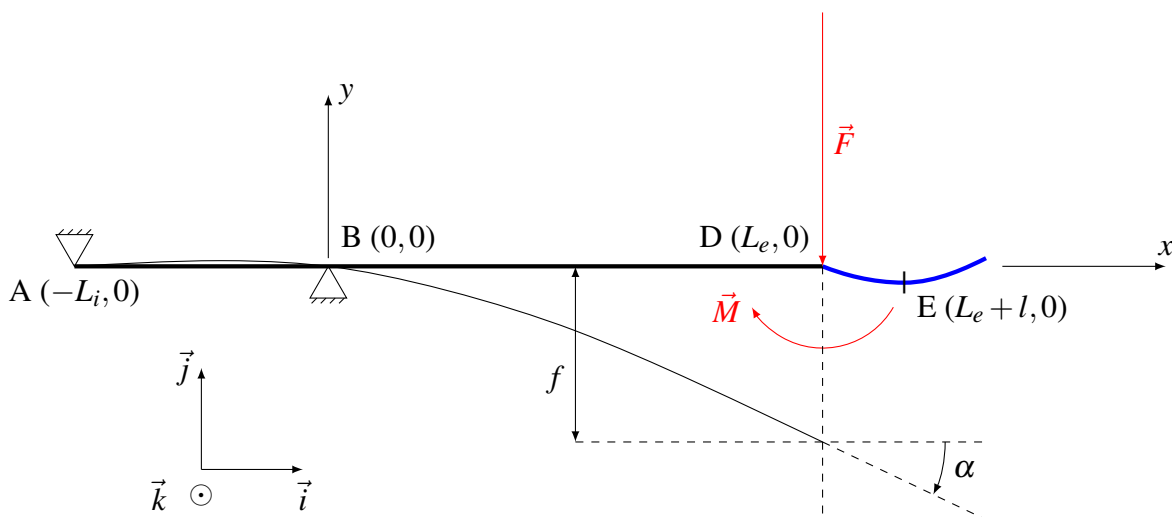


FIGURE 7.4 – Modélisation de la poutre constituée par le manche d'aviron

En toute rigueur, il faudrait effectuer les mêmes développements que ceux effectués pour l'approche idéalisée en 7.2.1 pour formuler les lois d'évolution des déflexions linéaire et angulaire.

Etant donné que la démarche est quasi-identique, nous avons choisi de ne donner que les principaux résultats, par soucis de concision.

Les efforts hydrodynamiques sont exprimés par le torseur

$$\{\mathcal{T}(h \rightarrow p)\} = \left\{ \begin{array}{cc} 0 & \emptyset \\ -F_h & \emptyset \\ \emptyset & -M_h \end{array} \right\}_{D, \mathfrak{R}_m}. \quad (7.67)$$

Isoler la palette et appliquer le PFS conduit aux résultats suivants

$$\boxed{X_{D,m \rightarrow p} = 0} \quad , \quad \boxed{Y_{D,m \rightarrow p} = F_h} \quad \text{et} \quad \boxed{N_{D,m \rightarrow p} = M_h}. \quad (7.68)$$

De manière identique pour le manche, nous avons

$$\boxed{Y_{A,r \rightarrow m} = -\frac{M_h + L_e F_h}{L_i}} \quad \text{et} \quad \boxed{Y_{B,r \rightarrow m} = \frac{M_h}{L_i} + \left(1 + \frac{L_e}{L_i}\right) F_h}. \quad (7.69)$$

Le torseur de cohésion sur la zone [AB] est défini par

$$\{\mathcal{T}_{coh}\} = \left\{ \begin{array}{cc} 0 & \emptyset \\ \frac{M_h + L_e F_h}{L_i} & \emptyset \\ \emptyset & -(L_i + x) \frac{M_h + L_e F_h}{L_i} \end{array} \right\}_{G(x), \mathfrak{R}_m}, \quad (7.70)$$

et, sur la zone [BD], par

$$\{\mathcal{T}_{coh}\} = \left\{ \begin{array}{cc} 0 & \emptyset \\ -F_h & \emptyset \\ \emptyset & -M_h - (L_e - x) F_h \end{array} \right\}_{G(x), \mathfrak{R}_m}. \quad (7.71)$$

Les déflexions linéaire et angulaire sont définies par

$$y(x) = \begin{cases} -\frac{1}{EI_{G_z}} \left(\frac{1}{6} x^3 + \frac{L_i}{2} x^2 + \frac{L_i^2}{3} x \right) \frac{M_h + L_e F_h}{L_i} & x \in [-L_i, 0] \\ -\frac{1}{EI_{G_z}} \left[\left(\frac{1}{2} x^2 + \frac{L_i}{3} x \right) M_h + \left(-\frac{1}{6} x^3 + \frac{L_e}{2} x^2 + \frac{L_i L_e}{3} x \right) F_h \right] & x \in [0, L_e] \end{cases}, \quad (7.72)$$

et

$$\frac{dy}{dx}(x) = \begin{cases} -\frac{1}{EI_{G_z}} \left(\frac{1}{2} x^2 + L_i x + \frac{L_i^2}{3} \right) \frac{M_h + L_e F_h}{L_i} & x \in [-L_i, 0] \\ -\frac{1}{EI_{G_z}} \left[\left(x + \frac{L_i}{3} \right) M_h + \left(-\frac{1}{2} x^2 + L_e x + \frac{L_i L_e}{3} \right) F_h \right] & x \in [0, L_e] \end{cases}. \quad (7.73)$$

Les valeurs de ces déflexions au point D sont alors données par

$$\boxed{f = y(x = L_e) = -\frac{1}{EI_{G_z}} \left[\left(\frac{L_e}{2} + \frac{L_i}{3} \right) L_e M_h + (L_e + L_i) \frac{L_e^2}{3} F_h \right]}, \quad (7.74)$$

et

$$\boxed{\alpha = \frac{dy}{dx}(x = L_e) = -\frac{1}{EI_{G_z}} \left[\left(L_e + \frac{L_i}{3} \right) M_h + \left(\frac{L_e}{2} + \frac{L_i}{3} \right) L_e F_h \right]}. \quad (7.75)$$

Les déflexions obtenues sont donc des sommes de fonctions linéaires en F_h et M_h . Les coefficients dépendent du produit $E I_{G_z}$. Celui-ci varie le long du manche de l'aviron parce que les caractéristiques géométriques et mécaniques ne sont pas constantes. Laschowski et coll. [109] font également mention de cette variation. Cependant, nous avons fait l'approximation que $E I_{G_z}$ est constant pour simplifier les développements. Nous avons alors défini sa valeur comme celle prise au point D et nous l'avons déterminé avec les essais de flexibilité effectués sur banc de mesure (cf. 7.3.3). Toutefois, nous utiliserons une valeur spécifique $(EI)_{\text{lin}}$ à la déflexion linéaire et une autre $(EI)_{\text{ang}}$ pour la déflexion angulaire car les valeurs obtenues par les mesures sont très différentes (cf. section 7.3).

7.2.5 Erreur commise dans le modèle simplifié

Comme dit précédemment, le modèle simplifié n'est pas, et ne peut pas être, calibré pour prendre en compte à la fois un couple pur et une résultante. Nous évaluons ici l'erreur commise par ce modèle, vis-à-vis du modèle de flexion complet, dans le cas général où un couple pur et une résultante sont appliqués au point D (cf. Figure 7.4 page 170).

L'expression du moment de flexion au point C (potentiellement confondu avec B) est donné par $M_{fz}(C) = -(M_h + L_e F_h)$. Exprimons alors les deux modèles comme suit

$$\begin{cases} f &= a M_h + b F_h \\ \alpha &= c M_h + d F_h \end{cases}, \quad (7.76)$$

où a, b, c et d sont des paramètres dépendants des longueurs L_e, L_i et l et soit des coefficients K_{lin} et K_{ang} soit des produits $(EI)_{\text{lin}}$ et $(EI)_{\text{ang}}$. Nous mettons ① ou ② en exposant de chaque expression de constante pour désigner le modèle correspondant.

Le modèle ① s'écrit alors, d'après son expression (7.66), avec les coefficients suivants

$$a^{\text{①}} = \frac{1}{K_{\text{lin}}}, \quad b^{\text{①}} = \frac{L_e}{K_{\text{lin}}}, \quad c^{\text{①}} = \frac{1}{K_{\text{ang}}} \quad \text{et} \quad d^{\text{①}} = \frac{L_e}{K_{\text{ang}}}. \quad (7.77)$$

Le modèle ②, d'après les équations (7.74) et (7.75), possèdent les coefficients ci-dessous

$$\begin{aligned} a^{\text{②}} &= \frac{1}{(EI)_{\text{lin}}} \left(\frac{L_e}{2} + \frac{L_i}{3} \right) L_e, & b^{\text{②}} &= \frac{1}{(EI)_{\text{lin}}} (L_e + L_i) \frac{L_e^2}{3}, \\ c^{\text{②}} &= \frac{1}{(EI)_{\text{ang}}} \left(L_e + \frac{L_i}{3} \right) & \text{et} & \quad d^{\text{②}} = \frac{1}{(EI)_{\text{ang}}} \left(\frac{L_e}{2} + \frac{L_i}{3} \right) L_e. \end{aligned} \quad (7.78)$$

Nous verrons en 7.3.3 que $K_{\text{lin}} = (L_e + l) K'_{\text{lin}}$ et $K_{\text{ang}} = (L_e + l) K'_{\text{ang}}$. Par ailleurs les produits $(EI)_{\text{lin}}$ et $(EI)_{\text{ang}}$ peuvent respectivement s'écrire en fonction de K'_{lin} et K'_{ang} , par

$$(EI)_{\text{lin}} = K'_{\text{lin}} L_e \left[(L_e + L_i) \frac{L_e}{3} + \left(\frac{L_e}{2} + \frac{L_i}{3} \right) l \right], \quad (7.79)$$

et

$$(EI)_{\text{ang}} = K'_{\text{ang}} \left[\left(\frac{L_e}{2} + \frac{L_i}{3} \right) L_e + \left(L_e + \frac{L_i}{3} \right) l \right]. \quad (7.80)$$

Après introduction dans les expressions des coefficients de chaque modèle, nous obtenons, après quelques manipulations, les résultats suivants

$$a^{\textcircled{2}} = a^{\textcircled{1}} \frac{\left(\frac{L_e}{2} + \frac{L_i}{3}\right) (L_e + l)}{\left(\frac{L_e}{2} + \frac{L_i}{3}\right) (L_e + l) - \frac{L_e^2}{6}} > a^{\textcircled{1}} \quad , \quad b^{\textcircled{2}} = b^{\textcircled{1}} \frac{\frac{L_e + L_i}{3} (L_e + l)}{\frac{L_e + L_i}{3} (L_e + l) + \frac{L_e l}{6}} < b^{\textcircled{1}} \quad ,$$

$$c^{\textcircled{2}} = c^{\textcircled{1}} \frac{\left(L_e + \frac{L_i}{3}\right) (L_e + l)}{\left(L_e + \frac{L_i}{3}\right) (L_e + l) - \frac{L_e^2}{2}} > c^{\textcircled{1}} \quad \text{et} \quad d^{\textcircled{2}} = d^{\textcircled{1}} \frac{\left(\frac{L_e}{2} + \frac{L_i}{3}\right) (L_e + l)}{\left(\frac{L_e}{2} + \frac{L_i}{3}\right) (L_e + l) + \frac{L_e l}{2}} < d^{\textcircled{1}} \quad .$$

En utilisant les longueurs de la configuration proposée au chapitre 9, c'est-à-dire $L_e = 1,5575$ m, $L_i = 0,8$ m et $l = 0,2575$ m, alors les modèles se différencient par les rapports de coefficients suivants

$$\frac{a^{\textcircled{2}}}{a^{\textcircled{1}}} = 1,271 \quad , \quad \frac{b^{\textcircled{2}}}{b^{\textcircled{1}}} = 0,955 \quad , \quad \frac{c^{\textcircled{2}}}{c^{\textcircled{1}}} = 1,578 \quad , \quad \frac{d^{\textcircled{2}}}{d^{\textcircled{1}}} = 0,904 \quad .$$

Ces rapports de coefficients traduisent le fait que, par exemple, si la palette n'est soumise à aucun effort F_h mais qu'il existe un couple pur $M_h \neq 0$, alors la déflexion linéaire obtenue par le modèle $\textcircled{2}$ sera 27,1 % plus élevée qu'avec le modèle $\textcircled{1}$ et la déflexion angulaire sera augmentée de 57,8 %.

7.3 Evaluation de la flexibilité de l'aviron

Les coefficients permettant d'évaluer la flexibilité de l'aviron en fonction du chargement sur la palette sont les résultats de mesures effectuées sur un banc conçu spécifiquement pour cette tâche. Celui-ci a également permis la calibration des jauges de contraintes placées sur une section du bras extérieur de l'aviron et utilisées dans la configuration décrite au chapitre 8. Nous décrivons brièvement ci-après le banc et les mesures, puis nous évaluons les coefficients associés aux modèles ① et ②.

7.3.1 Description du banc de mesures

Le banc de mesures utilisé pour l'évaluation de la flexibilité des avirons, illustré sur la Figure 7.5, a été conçu à l'ECN. Il est suffisamment rigide pour ne pas subir de déformation perturbant les mesures de flexibilité de l'aviron.

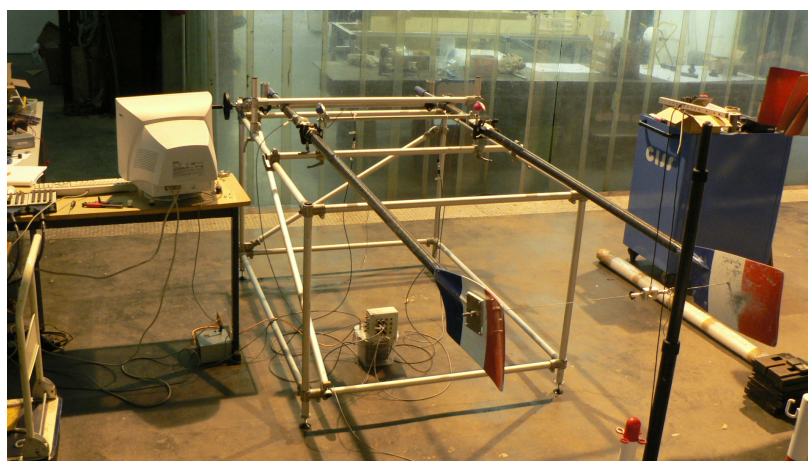


FIGURE 7.5 – Banc de mesures de la flexibilité des avirons

Sur la Figure 7.5, les mesures sont faites avec deux avirons de caractéristiques mécaniques identiques, l'un bâbord, l'autre tribord, orientés tête-bêche et palettes à la verticale. Le chargement exercé est alors dans un plan horizontal à une distance l de l'emplanture. La flèche est mesurée au niveau de l'emplanture. Dans une autre configuration, la mesure est faite sur un seul aviron, dont la palette est orientée horizontalement et avec une charge verticale. La Figure 7.6 page suivante représente alors cette configuration.

7.3.2 Mesures

Deux types d'aviron ont été testés, chacun correspondant à une configuration expérimentale. Les mesures concernant les avirons utilisés pour les essais en conditions in situ sont représentées sur la Figure 7.7 page ci-contre et correspondent exactement à ce qui est fait sur la Figure 7.5, à savoir qu'un chargement est imposé symétriquement à un couple d'aviron, générant un moment de flexion mesuré sur une section du levier extérieur de l'aviron et des déflexions linéaire et angulaire au niveau de l'emplanture. La Figure 7.7 donne les évolutions des deux déflexions en fonction du moment de flexion. Celles-ci sont alors parfaitement linéaires, comme ce que nous avons obtenu

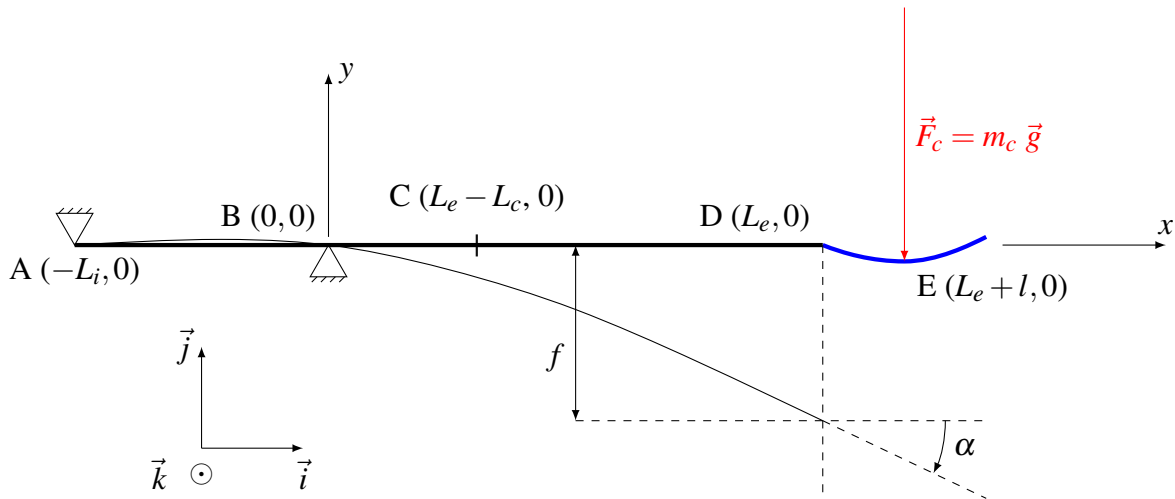
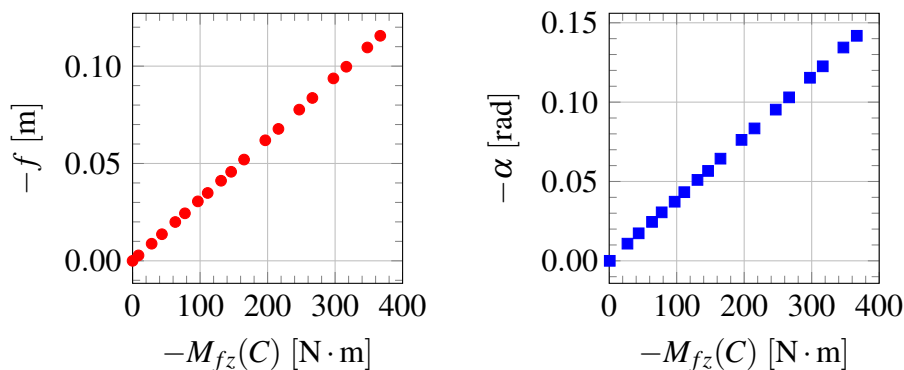


FIGURE 7.6 – Modélisation de la configuration expérimentale de chargement du manche

pour l'expression du torseur de cohésion (7.50). Les hypothèses effectuées pour utiliser la théorie des poutres sur le manche de l'aviron n'étaient alors pas certaines d'être vérifiées. A posteriori et pour les chargements appliqués, elles le sont.

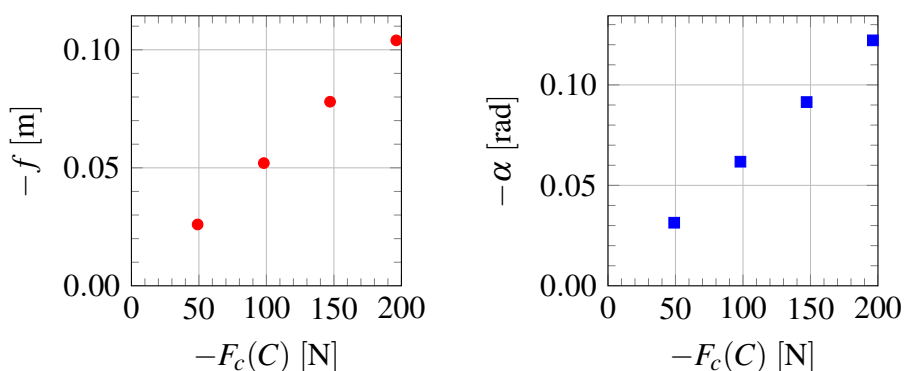


(a) déflexion linéaire en fonction du moment de flexion en C (b) déflexion angulaire en fonction du moment de flexion en C

FIGURE 7.7 – Mesures des déflexions linéaire et angulaire à l'emplanture (point D) en fonction du moment de flexion aux jauges (point C) pour l'aviron utilisé dans les conditions in situ

Les mesures de l'aviron utilisé pour les essais en bassin des carènes sont représentées sur la Figure 7.8 page suivante. Dans ce cas, le moment de flexion au point B est lié au chargement F_c imposé sur la palette par ajout d'une masse. Les deux graphes de la Figure 7.8 donne alors les lois d'évolution des déflexions directement en fonction de F_c . Ces deux lois sont à nouveau linéaires.

Des régressions linéaires ont été effectuées pour les quatre mesures et les résultats sont présentés dans le Tableau 7.3 page suivante. Les coefficients des pentes K_{lin}^0 et K_{ang}^0 ainsi que le carré des coefficients de corrélation r_{lin}^2 et r_{ang}^2 sont donnés. Les ordonnées à l'origine des régressions linéaires sont très faibles et nous avons décidé de ne pas les indiquer.



(a) déflexion linéaire en fonction du charge- (b) déflexion angulaire en fonction du char-
ment F_c gement F_c

FIGURE 7.8 – Mesures des déflexions linéaire et angulaire à l’emplacement (point D) en fonction du chargement sur la palette (point E) pour l’aviron utilisé dans les essais en bassin des carènes

	K_{lin}^0	K_{ang}^0	r_{lin}^2	r_{ang}^2
aviron – essais in situ	$3,1473 \cdot 10^{-4} \text{ N}^{-1}$	$3,8521 \cdot 10^{-4} \text{ N}^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$	0,999962	0,999994
aviron – essais en bassin	$5,3007 \cdot 10^{-4} \text{ m} \cdot \text{N}^{-1}$	$6,1558 \cdot 10^{-4} \text{ N}^{-1}$	1	0,999960

Tableau 7.2 – Résultats des régressions linéaires des mesures de flexibilité sur les avirons

7.3.3 Détermination des coefficients de flexibilité

Pour les essais in situ, seul le modèle simplifié a été utilisé. En effet, il est impossible d’utiliser le modèle complet car, pour ces essais, seuls les moments de flexion et de torsion ont été mesurés dans une section du levier extérieur (aucune force n’est mesurée). Nous avons donc choisi de ne calculer que les coefficients nécessaires pour ce modèle, à savoir K_{lin} et K_{ang} . Ceux-ci sont directement obtenus par l’inverse de la pente des mesures : $K_{\text{lin}} = (K_{\text{lin}}^0)^{-1}$ et $K_{\text{ang}} = (K_{\text{ang}}^0)^{-1}$. Les valeurs numériques sont répertoriées dans le Tableau 7.3.

	$K'_{\text{lin}} [\text{N} \cdot \text{m}^{-1}]$	$K'_{\text{ang}} [\text{N}]$	$K_{\text{lin}} [\text{N}]$	$K_{\text{ang}} [\text{N} \cdot \text{m}]$	$(EI)_{\text{lin}} [\text{N} \cdot \text{m}^2]$	$(EI)_{\text{ang}} [\text{N} \cdot \text{m}^2]$
aviron – essais in situ	-	-	$3,1773 \cdot 10^3$	$2,5960 \cdot 10^3$	-	-
aviron – essais en bassin	$1,8865 \cdot 10^3$	$1,6244 \cdot 10^3$	$3,4241 \cdot 10^3$	$2,9483 \cdot 10^3$	$4,3872 \cdot 10^3$	$3,3778 \cdot 10^3$

Tableau 7.3 – Coefficients traduisant la flexibilité des avirons utilisés

Pour les essais en bassin, nous avons utilisé les deux modèles. Les mesures effectuées sur l’aviron donne des évolutions linéaires des déflexions linéaire et angulaire par rapport au chargement. Nous notons K'_{lin} et K'_{ang} les coefficients associés à ces lois linéaires, vérifiant $F_c = K'_{\text{lin}} f$ et $F_c = K'_{\text{ang}} \alpha$. Ils sont définis comme étant l’inverse des coefficients trouvés dans le Tableau 7.3 : $K'_{\text{lin}} = (K_{\text{lin}}^0)^{-1}$ et $K'_{\text{ang}} = (K_{\text{ang}}^0)^{-1}$. Le moment de flexion au point B, c’est-à-dire où les capteurs sont placés dans les essais en bassin, est défini par $M_{f_z}(B) = -(L_e + l) F_c$. Les coefficients K_{lin} et K_{ang} liant $M_{f_z}(B)$ à, respectivement, f et α sont donc définis par $K_{\text{lin}} = (L_e + l) K'_{\text{lin}}$ et $K_{\text{ang}} = (L_e + l) K'_{\text{ang}}$. Les produits $(EI)_{\text{lin}}$ et $(EI)_{\text{ang}}$ sont calculés par les relations (7.79) et (7.80) en utilisant les longueurs $L_e = 1,5575 \text{ m}$, $L_i = 0,8 \text{ m}$ et $l = 0,2575 \text{ m}$. Tous les résultats numériques sont également dans le Tableau 7.3.

7.4 Cinématique théorique de la palette

Dans les simulations numériques effectuées avec *ISIS-CFD*, nous générons le coup d'aviron en imposant le couple position–orientation de l'aviron non déformé au cours du temps et en un point de référence pris à l'emplanture (point D sur la Figure 7.4 page 170). Les efforts hydrodynamiques sur la palette font fléchir le manche, ce qui a pour conséquence de modifier la position imposée de la palette.

La palette étant considérée comme rigide et la déformation du manche (majoritairement dans l'air) n'ayant pas d'influence significative sur l'écoulement, le maillage surfacique de l'aviron (palette et une partie du manche) n'est pas déformé. Le modèle de flexion du manche permet de modifier directement la position et l'orientation de la palette au niveau de l'emplanture.

Les lois de mouvement à imposer à la palette sont des données d'entrée pour *ISIS-CFD*. Le couplage fluide-structure est géré par une bibliothèque dynamique communiquant avec le solveur. Dans cette section, nous montrons les méthodes employées pour définir la cinématique théorique de la palette, c'est-à-dire celle qui doit être obtenue à convergence à la fin de chaque pas de temps d'une simulation.

7.4.1 Attitude de l'aviron par rapport au bateau

En simplifiant les liaisons entre le bateau et l'aviron, nous pouvons dire qu'il existe 3 DDL en rotation entre ces deux corps. Ainsi, l'aviron peut tourner autour d'un axe vertical et nous appelons angle de balayage la position angulaire liée à ce DDL. Un autre angle, que nous appelons angle d'immersion, permet d'incliner l'aviron dans le plan d'eau. Finalement, l'aviron peut tourner autour de son axe et cet angle est usuellement appelé la coiffe ou angle de coiffe-coule. En principe, ce dernier est fixe pendant la propulsion. Nous préférons employer pour la suite le terme *roulis* au lieu de *coiffe*, puisque les deux sont de signes opposés suivant la convention que nous avons utilisée.

Nous lions ces trois angles avec les angles de Cardan définis précédemment par les relations ci-dessous

$$\begin{cases} \psi & : \text{ balayage} \\ \theta & : \text{ immersion} \\ \phi & : \text{ roulis} \end{cases}, \quad (7.81)$$

aussi décrits par la Figure 7.9 page suivante.

Le bateau possède également une attitude vis-à-vis du référentiel galiléen. Cependant, nous considérons dans tous les cas que son assiette est nulle et qu'il avance en ligne droite. Les trois angles de Cardan associés à son attitude sont donc nuls.

7.4.2 Éléments de la cinématique de la palette

Dans une itération de la boucle non linéaire du solveur *ISIS-CFD*, la position de la palette dépend des quatre éléments suivants :

1. position et orientation initiales de la palette (dans la configuration de référence, c'est-à-dire le maillage),
2. lois de mouvement imposées au niveau de l'emplanture,
3. IFS « brute » (type de solveur fluide et ses paramètres, modèle de flexion du manche, etc.),

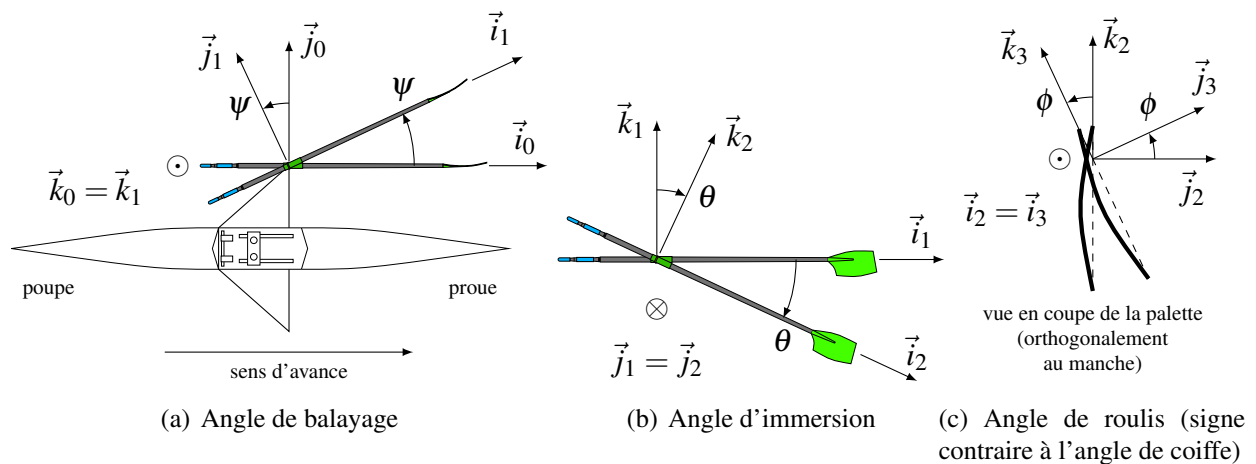


FIGURE 7.9 – Définition des angles de Cardan donnant l'attitude de l'aviron par rapport au bateau

4. et stabilisation du couplage IFS.

Comme indiqué sur la Figure 7.10 page suivante, ces quatre éléments sont pris en compte par deux outils différents. Les deux premiers sont gérés directement dans *ISIS-CFD* et sont décrits en 7.4.3. Les deux derniers interviennent au sein d'une bibliothèque dynamique communiquant avec *ISIS-CFD* et sont détaillés en 7.4.4.

Dans la suite de cette section, nous utilisons les bases suivantes

- \mathfrak{B}_0 : base associée à la configuration primaire de l'aviron (terminologie définie ci-après),
- \mathfrak{B}_r : base associée à la configuration de référence de l'aviron (idem),
- \mathfrak{B}_1 : base obtenue par rotation d'angle ψ_0 de \mathfrak{B}_0 autour de son vecteur \vec{k}_0 ,
- \mathfrak{B}_2 : base obtenue par rotation d'angle θ_1 de \mathfrak{B}_1 autour de son vecteur \vec{j}_1 ,
- \mathfrak{B}_3 : base obtenue par rotation d'angle ϕ_2 de \mathfrak{B}_2 autour de son vecteur \vec{i}_2 ,
- \mathfrak{B}_a : base identique à \mathfrak{B}_3 et reliée à l'aviron dont le manche n'est pas fléchi,
- et \mathfrak{B}_f : base suivant l'aviron dont le manche est fléchi.

Afin de se soustraire du blocage de Cardan², le module interne de gestion des corps dans *ISIS-CFD* utilise les quaternions pour définir l'attitude du corps considéré. Pour une gestion aisée de l'interface entre ce module et notre procédure mise en place pour la prise en compte de la flexibilité du manche de l'aviron, nous avons donc utilisé les quaternions. Les différentes rotations effectuées utilisent ce formalisme et des conversions en angle de Cardan sont faites pour nous permettre de comprendre l'attitude du corps. Pour plus de détails sur les quaternions, le lecteur peut se référer à A.4.

7.4.3 Cinématique imposée

7.4.3.1 Position et orientation initiales de la palette

Le maillage initial est généré en plaçant la palette avec une orientation de référence. Cette orientation est donnée par les angles de Cardan $(\psi_0^r, \theta_1^r, \phi_2^r)$ en convention \mathcal{R}_{ZYX} , comme défini sur les Figures A.1 page 292, en annexe, et 7.9, et où l'exposant r désigne la configuration de

2. Le blocage de Cardan ne risque pas d'arriver pour un coup d'aviron puisqu'il faudrait que le manche soit à la verticale, ce qu'il ne représente pas une configuration souhaitable.

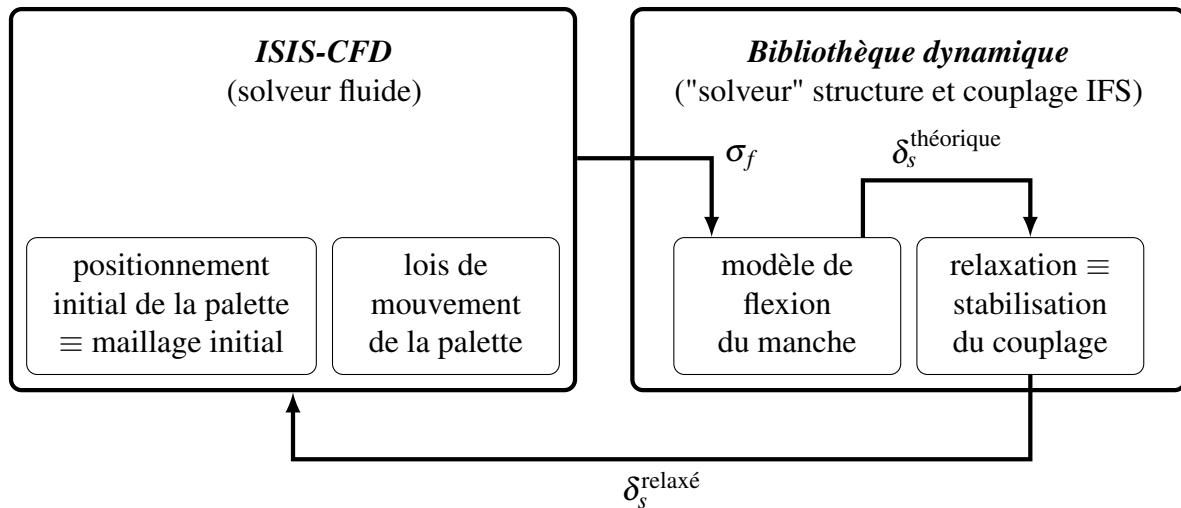


FIGURE 7.10 – Schéma du couplage IFS pour le coup d’aviron, où σ_f est le chargement fluide et δ_s le déplacement de la palette

référence. Le choix de placer le corps dans une configuration de référence pour le maillage, et non dans une configuration dite primaire où les angles de Cardan sont nuls (cf. Figure 7.11 page suivante), s’explique par le fait que nous utilisons une déformation de maillage pour certains DDL de la palette. Or, le maillage peut être très dégradé si les déplacements sont trop importants. Se rapprocher des position et orientation moyennes (pour les DDL posant problème, c’est-à-dire ceux ne laissant pas invariant la surface libre), permet d’éviter la dégradation de la qualité du maillage.

En revanche, il est plus aisé d’exprimer les lois de mouvement (procédure expliquée en 7.4.3.2) dans la configuration primaire. Dans *ISIS-CFD*, une étape préalable à la définition de la position consiste alors à replacer le corps dans sa configuration primaire. Il s’agit donc d’effectuer une rotation \mathfrak{B}_r vers la base \mathfrak{B}_0 , c’est-à-dire la transformation $\mathcal{R}_{XYZ}(-\phi_2^r, -\theta_1^r, -\psi_0^r)$ inverse de $\mathcal{R}_{ZYX}(\psi_0^r, \theta_1^r, \phi_2^r)$. Cette rotation s’exprime par le quaternion ci-dessous, produit de quaternions associés aux rotations intermédiaires et exprimés dans \mathfrak{B}_0 :

$$\mathbf{Q}_{\mathfrak{B}_r, \mathfrak{B}_0} = \begin{pmatrix} \cos\left(-\frac{\phi_2^r}{2}\right) \\ \sin\left(-\frac{\phi_2^r}{2}\right) \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}_{\mathcal{H}_0} \begin{pmatrix} \cos\left(-\frac{\theta_1^r}{2}\right) \\ 0 \\ \sin\left(-\frac{\theta_1^r}{2}\right) \\ 0 \end{pmatrix}_{\mathcal{H}_0} \begin{pmatrix} \cos\left(-\frac{\psi_0^r}{2}\right) \\ 0 \\ 0 \\ \sin\left(-\frac{\psi_0^r}{2}\right) \end{pmatrix}_{\mathcal{H}_0} . \quad (7.82)$$

Cette étape préalable ne concerne que l’orientation puisque cette rotation s’effectue autour du point de référence qui n’est donc pas affecté. Par contre, la position initiale du point de référence doit être prise en compte pour la génération des lois de mouvement, qui sont données en écart par rapport à cette configuration de référence.

7.4.3.2 Lois de mouvement imposées au niveau de l’implanture

Les lois de mouvement imposant le coup d’aviron sont de deux types. Elles peuvent provenir de mesures cinématiques effectuées sur bateau instrumenté comme dans la configuration du

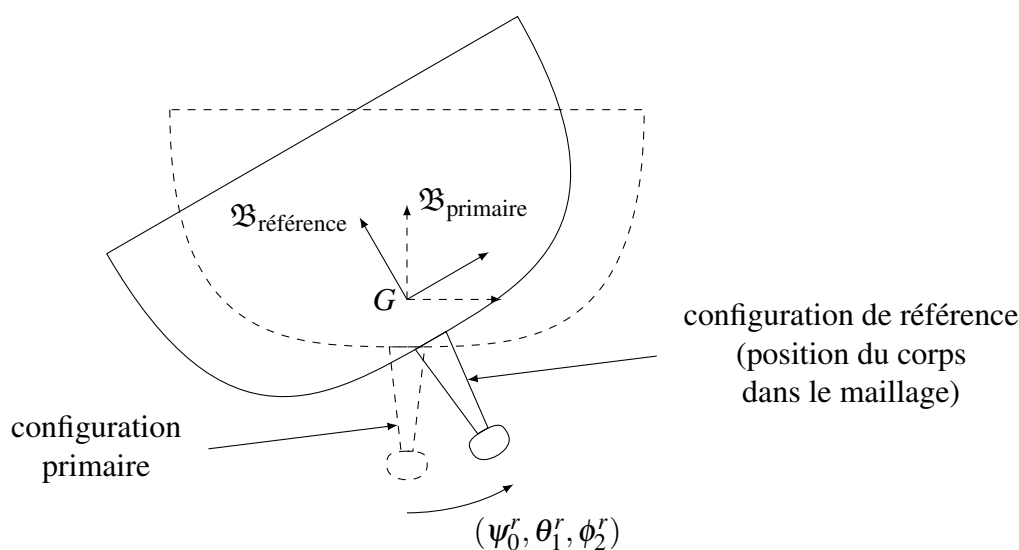


FIGURE 7.11 – Configurations primaire et de référence

chapitre 8. Il faut alors, en fonction des différents paramètres et réglages, transformer les données mesurées (angles de Cardan de l’aviron et vitesse ou accélération du bateau) en cinématique de l’emplanture. Les lois peuvent être aussi des fonctions analytiques, comme dans la configuration du chapitre 9.

Dans le cas général, la palette possède six DDL : les trois translations exprimées dans la base \mathfrak{B}_0 et les trois rotations permettant de passer de la base \mathfrak{B}_0 à la base \mathfrak{B}_a . Comme nous nous intéressons à la phase propulsive du coup d’aviron et que l’angle de roulis de la palette ne varie pas ou très peu pendant cette phase, nous avons choisi de fixer ce DDL dans le chapitre 8. Pour les simulations reproduisant la configuration en bassin (chapitre 9), il n’y a qu’une seule rotation d’axe vertical. L’emplanture se déplace alors dans un plan horizontal, tout du moins pour son mouvement imposé³.

7.4.3.2.1 Translations

Soit $\mathfrak{R}_0(O, \mathfrak{B}_0)$ le repère de la configuration primaire. Soit $D = (x, y, z)_{\mathfrak{B}_0}$ le point représentant l’emplanture et $D_0 = (x_0, y_0, z_0)_{\mathfrak{B}_0}$ ce même point au temps $t = 0$. Les lois de translations sont donc l’expression du vecteur $\overrightarrow{D_0D}(t)$ dans la base \mathfrak{B}_0 au cours du temps t .

La position de la palette, avec manche rigide, est ainsi définie par le vecteur $\overrightarrow{OD}(t)$ tel que

$$\overrightarrow{OD}(t) = \underbrace{\begin{pmatrix} x_0 \\ y_0 \\ z_0 \end{pmatrix}_{\mathfrak{R}_0}}_{\text{position initiale}} + \underbrace{\begin{pmatrix} x(t) - x_0 \\ y(t) - y_0 \\ z(t) - z_0 \end{pmatrix}_{\mathfrak{B}_0}}_{\text{lois de translation}}. \quad (7.83)$$

7.4.3.2.2 Rotations

Comme dit précédemment, il est plus facile d’exprimer formellement les lois de rotation dans la configuration primaire pour exprimer l’orientation des corps. Cependant, dans *ISIS-CFD* les

3. La flexibilité du manche crée une translation verticale et une rotation dans un plan non horizontal.

lois angulaires imposées sont données en écart par rapport à la configuration de référence. La connaissance de ces écarts et des angles de Cardan de référence $(\psi_0^r, \theta_1^r, \phi_2^r)$ permet au solveur de calculer les angles de Cardan par rapport à la configuration primaire $(\psi_0, \theta_1, \phi_2)$. Les trois rotations à appliquer se résument par le produit de quaternions suivant

$$\mathbf{Q}_{\mathfrak{B}_0\mathfrak{B}_a} = \begin{pmatrix} \cos\left(\frac{\psi_0}{2}\right) \\ 0 \\ 0 \\ \sin\left(\frac{\psi_0}{2}\right) \end{pmatrix}_{\mathcal{H}_0} \begin{pmatrix} \cos\left(\frac{\theta_1}{2}\right) \\ 0 \\ \sin\left(\frac{\theta_1}{2}\right) \\ 0 \end{pmatrix}_{\mathcal{H}_0} \begin{pmatrix} \cos\left(\frac{\phi_2}{2}\right) \\ \sin\left(\frac{\phi_2}{2}\right) \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}_{\mathcal{H}_0}. \quad (7.84)$$

Etant donné que le maillage initial est dans la configuration de référence liée à la base \mathfrak{B}_r , deux rotations sont alors appliquées par le produit de quaternions suivant

$$\mathbf{Q}_{\mathfrak{B}_r\mathfrak{B}_a} = \mathbf{Q}_{\mathfrak{B}_0\mathfrak{B}_a} \mathbf{Q}_{\mathfrak{B}_r\mathfrak{B}_0}, \quad (7.85)$$

tous les trois exprimés dans la base des quaternions \mathcal{H}_0 associée à \mathfrak{B}_0 .

7.4.4 Prise en compte de l'IFS pour la cinématique de la palette

Nous montrons ici les changement de position et d'orientation de la palette issues d'un des deux modèles de flexion du manche donnant les déflexions linéaire et angulaire au niveau de l'emplanture. Il s'agit ici des position et orientation théoriques ou bien celles qu'il faut obtenir à convergence des itérations non linéaires.

7.4.4.1 Translation liée à la déflexion linéaire

Suivant les modèles de flexion du manche mis en place en 7.2, la déflexion linéaire est une translation de l'emplanture suivant le second axe \vec{j}_a de la base \mathfrak{B}_a . Soit D_f le point correspondant à l'emplanture après fléchissement du manche. Le vecteur $\overrightarrow{DD_f}(t)$ correspondant à la flexion de valeur algébrique f est donné par

$$\overrightarrow{DD_f}(t) = f(t) \vec{j}_a, \quad (7.86)$$

et le vecteur \vec{j}_a s'exprime dans \mathfrak{B}_0 , en prenant la deuxième colonne de la matrice donnée à l'équation (A.30), par

$$\vec{j}_a = \begin{pmatrix} \cos \psi_0 \sin \theta_1 \sin \phi_2 - \sin \psi_0 \cos \phi_2 \\ \sin \psi_0 \sin \theta_1 \sin \phi_2 + \cos \psi_0 \cos \phi_2 \\ \cos \theta_1 \sin \phi_2 \end{pmatrix}_{\mathfrak{B}_0}. \quad (7.87)$$

La position de l'emplanture avec manche fléchi, exprimée dans \mathfrak{R}_0 , est donc donnée par le vecteur $\overrightarrow{OD_f}(t)$ défini par

$$\overrightarrow{OD_f}(t) = \underbrace{\begin{pmatrix} x_0 \\ y_0 \\ z_0 \end{pmatrix}_{\mathfrak{R}_0}}_{\text{position initiale}} + \underbrace{\begin{pmatrix} x(t) - x_0 \\ y(t) - y_0 \\ z(t) - z_0 \end{pmatrix}_{\mathfrak{B}_0}}_{\text{lois de translation}} + \underbrace{f(t) \begin{pmatrix} \cos \psi_0 \sin \theta_1 \sin \phi_2 - \sin \psi_0 \cos \phi_2 \\ \sin \psi_0 \sin \theta_1 \sin \phi_2 + \cos \psi_0 \cos \phi_2 \\ \cos \theta_1 \sin \phi_2 \end{pmatrix}_{\mathfrak{B}_0}}_{\text{déflexion linéaire}}. \quad (7.88)$$

Notons (x_f^c, y_f^c, z_f^c) les coordonnées D_f dans \mathfrak{R}_0 au temps courant t_c . (x_f^p, y_f^p, z_f^p) et (x_f^q, y_f^q, z_f^q) sont ces mêmes coordonnées au temps précédents t_p et t_q respectifs. La vitesse du point D_f est obtenue, suivant la dérivation avec le schéma BDF2, par la formule suivante

$$\left(\frac{d\overrightarrow{OD}_f(t)}{dt} \right)_{\mathfrak{R}_0} = \begin{pmatrix} \dot{x}_f^c \\ \dot{y}_f^c \\ \dot{z}_f^c \end{pmatrix}_{\mathfrak{R}_0} = e_c \begin{pmatrix} x_f^c \\ y_f^c \\ z_f^c \end{pmatrix}_{\mathfrak{R}_0} + e_p \begin{pmatrix} x_f^p \\ y_f^p \\ z_f^p \end{pmatrix}_{\mathfrak{R}_0} + e_q \begin{pmatrix} x_f^q \\ y_f^q \\ z_f^q \end{pmatrix}_{\mathfrak{R}_0}, \quad (7.89)$$

et, similairement, l'accélération vaut

$$\left(\frac{d^2\overrightarrow{OD}_f(t)}{dt^2} \right)_{\mathfrak{R}_0} = \begin{pmatrix} \ddot{x}_f^c \\ \ddot{y}_f^c \\ \ddot{z}_f^c \end{pmatrix}_{\mathfrak{R}_0} = e_c \begin{pmatrix} \dot{x}_f^c \\ \dot{y}_f^c \\ \dot{z}_f^c \end{pmatrix}_{\mathfrak{R}_0} + e_p \begin{pmatrix} \dot{x}_f^p \\ \dot{y}_f^p \\ \dot{z}_f^p \end{pmatrix}_{\mathfrak{R}_0} + e_q \begin{pmatrix} \dot{x}_f^q \\ \dot{y}_f^q \\ \dot{z}_f^q \end{pmatrix}_{\mathfrak{R}_0}. \quad (7.90)$$

7.4.4.2 Rotation liée à la déflexion angulaire

Suivant les modèles de flexion du manche mis en place en 7.2, la déflexion angulaire est une rotation d'un angle algébrique α de la palette suivant l'axe (D, \vec{k}_a) , où \vec{k}_a est le troisième vecteur de la base \mathfrak{B}_a , exprimé dans \mathfrak{B}_0 par

$$\vec{k}_a = \begin{pmatrix} \cos \psi_0 \sin \theta_1 \cos \phi_2 + \sin \psi_0 \sin \phi_2 \\ \sin \psi_0 \sin \theta_1 \cos \phi_2 - \cos \psi_0 \sin \phi_2 \\ \cos \theta_1 \cos \phi_2 \end{pmatrix}_{\mathfrak{B}_0}. \quad (7.91)$$

Le quaternion associé à cette rotation transformant \mathfrak{B}_a en \mathfrak{B}_f , exprimé dans \mathcal{H}_0 , est le suivant

$$\mathbf{Q}_{\mathfrak{B}_a \mathfrak{B}_f} = \begin{pmatrix} \cos \frac{\alpha}{2} \\ \vec{k}_a \cdot \vec{i}_0 \sin \frac{\alpha}{2} \\ \vec{k}_a \cdot \vec{j}_0 \sin \frac{\alpha}{2} \\ \vec{k}_a \cdot \vec{k}_0 \sin \frac{\alpha}{2} \end{pmatrix}_{\mathcal{H}_0}. \quad (7.92)$$

L'orientation finale de la palette est donc définie par le quaternion suivant

$$\mathbf{Q}_{\mathfrak{B}_r \mathfrak{B}_f} = \underbrace{\mathbf{Q}_{\mathfrak{B}_a \mathfrak{B}_f}}_{\text{déflexion angulaire}} \underbrace{\mathbf{Q}_{\mathfrak{B}_0 \mathfrak{B}_a}}_{\text{lois de rotation}} \underbrace{\mathbf{Q}_{\mathfrak{B}_r \mathfrak{B}_0}}_{\substack{\text{passage de la configuration} \\ \text{de référence à la} \\ \text{configuration primaire}}}. \quad (7.93)$$

Notons \mathbf{Q}_f^c le quaternion $\mathbf{Q}_{\mathfrak{B}_r \mathfrak{B}_f}$ au temps courant t_c et $(q_{f0}^c, q_{f1}^c, q_{f2}^c, q_{f3}^c)$ ses coordonnées dans \mathcal{H}_0 . En se servant des relations (A.42) et (A.31), il est possible de formuler les nouveaux

angles de Cardan $(\psi_{0c}^f, \theta_{1c}^f, \phi_{2c}^f)$, tenant compte de la déflexion angulaire, en fonction des coordonnées du quaternions \mathbf{Q}_f^c :

$$\left\{ \begin{array}{l} \psi_{0c}^f = \arctan2(2 [q_{f1}^c q_{f2}^c + q_{f0}^c q_{f3}^c], 2 [(q_{f0}^c)^2 + (q_{f1}^c)^2] - 1) \\ \theta_{1c}^f = - \arcsin(2 [q_{f1}^c q_{f3}^c - q_{f0}^c q_{f2}^c]) \\ \phi_{2c}^f = \arctan2(2 [q_{f2}^c q_{f3}^c + q_{f0}^c q_{f1}^c], 2 [(q_{f0}^c)^2 + (q_{f3}^c)^2] - 1) \end{array} \right. , \quad \theta_{1c}^f \in [-\frac{\pi}{2}, \frac{\pi}{2}] . \quad (7.94)$$

Les dérivées première et seconde par rapport au temps des angles de Cardan sont obtenues de façon similaires à la vitesse et à l'accélération linéaires, c'est-à-dire comme dans les équations (7.89) et (7.90).

Le conjugué $\bar{\mathbf{Q}}_f^c$ de \mathbf{Q}_f^c est défini par la relation (A.35) et sa dérivée par rapport au temps $\frac{d\mathbf{Q}_f^c}{dt} = \dot{\mathbf{Q}}_f^c$ par la relation (A.41). Avec ces deux quaternions, nous déduisons le vecteur rotation $\vec{\Omega}_f^c$ en passant par son quaternion associé, $\mathbf{\Omega}_f^c$, défini comme suit

$$\mathbf{\Omega}_f^c = \mathfrak{S} \left(2 \dot{\mathbf{Q}}_f^c \bar{\mathbf{Q}}_f^c \right) , \quad (7.95)$$

où \mathfrak{S} est la fonction prélevant la partie pure, c'est-à-dire vectorielle, du quaternion.

7.5 Relaxation de la cinématique de la palette par la masse ajoutée

Dans la section précédente, nous avons défini le positionnement et l’orientation de la palette en fonction de sa position initiale, des lois de mouvement qui lui sont imposées et de sa variation de position en raison des efforts hydrodynamiques générant la flexion du manche de l’aviron. Ce couple position–orientation doit être obtenu tout au long du coup d’aviron, à convergence de chaque itération temporelle.

La modification de position–orientation générée par la prise en compte de la flexion du manche doit se faire sans perturber la stabilité du couplage fluide–structure, ce qui n’est pas assuré quand un algorithme implicite interne est utilisé. Dans cette section, nous développons les stratégies de stabilisation utilisées pour assurer la stabilité avec les deux modèles de flexion. Nous nous servons des éléments fournis en 7.1.5 pour ces développements.

7.5.1 Stabilisation via la masse ajoutée du couplage IFS avec usage du modèle simplifié de flexion de l’aviron

Pour le modèle simplifié de flexion du manche d’aviron, défini par la relation (7.66), nous modifions la position de la palette sur deux DDL mais ceux-ci sont reliés entre eux. La stabilisation de l’un entraîne alors la stabilisation de l’autre. Nous allons alors travailler sur un seul DDL, par exemple la translation correspondant à la déflexion linéaire.

Nous écrivons la conservation du moment dynamique à la position du capteur (en C) sur la palette dans le repère associé à celle-ci :

$$I \ddot{\alpha} = M_z - K_{\text{lin}} f + M_{\text{in}} , \quad (7.96)$$

où I est le moment d’inertie en rotation suivant le troisième axe de la base, f et α les déflexions linéaire et angulaire, M_z est le moment dû aux efforts hydrodynamiques au point D selon le troisième axe de la base, K_{lin} le coefficient reliant le moment de flexion à f , et M_{in} le moment d’inertie dû au caractère non galiléen du repère considéré. Par ailleurs, l’effort fluide se décompose en deux parties, l’une indépendante de l’accélération, l’autre dépendante, comme vu en 7.1.4 :

$$\begin{pmatrix} F_x \\ F_y \\ F_z \\ M_x \\ M_y \\ M_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \overline{F}_x \\ \overline{F}_y \\ \overline{F}_z \\ \overline{M}_x \\ \overline{M}_y \\ \overline{M}_z \end{pmatrix} - \begin{pmatrix} \text{MA}_{11} & \text{MA}_{12} & \text{MA}_{13} & \text{MA}_{14} & \text{MA}_{15} & \text{MA}_{16} \\ \text{MA}_{21} & \text{MA}_{22} & \text{MA}_{23} & \text{MA}_{24} & \text{MA}_{25} & \text{MA}_{26} \\ \text{MA}_{31} & \text{MA}_{32} & \text{MA}_{33} & \text{MA}_{34} & \text{MA}_{35} & \text{MA}_{36} \\ \text{MA}_{41} & \text{MA}_{42} & \text{MA}_{43} & \text{MA}_{44} & \text{MA}_{45} & \text{MA}_{46} \\ \text{MA}_{51} & \text{MA}_{52} & \text{MA}_{53} & \text{MA}_{54} & \text{MA}_{55} & \text{MA}_{56} \\ \text{MA}_{61} & \text{MA}_{62} & \text{MA}_{63} & \text{MA}_{64} & \text{MA}_{65} & \text{MA}_{66} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \ddot{x} \\ \ddot{y} \\ \ddot{z} \\ \ddot{r}_x \\ \ddot{r}_y \\ \ddot{r}_z \end{pmatrix} , \quad (7.97)$$

Nous considérons ici que l’effort de masse ajoutée répond principalement à $\ddot{f} = \ddot{y}$, l’accélération orthogonale à la palette, c’est-à-dire que nous négligeons a priori les termes de la matrice MA autres que MA_{22} . Cette hypothèse est liée au modèle, basé principalement sur une déformation du manche due à un effort orthogonal à la palette. Par ailleurs, ce modèle est exprimé en terme de moment et nous choisissons donc une valeur $\text{MA}_{62} = L_e \text{MA}_{22}$. L’équation (7.97) écrite seulement pour M_z et tenant compte de ces considérations conduit à la relation suivante

$$M_z = \overline{M}_z - \text{MA}_{22} L_e \ddot{f} . \quad (7.98)$$

Les efforts inertiels de la palette dans l'équation (7.96) sont négligeables donc le membre de gauche de l'équation est mis à zéro, ainsi que M_{in} . Avec cette hypothèse quasi-statique, nous écrivons alors (7.96) pour l'itération temporelle $n + 1$ et l'itération k de la boucle non linéaire :

$$M_{z_k}^{n+1} = K_{\text{lin}} f_k^{n+1}. \quad (7.99)$$

Pour simplifier l'écriture, nous omettons dans la suite des développements l'indice $n + 1$. Les grandeurs physiques sont toutes exprimées à l'itération temporelle correspondante.

Après un incrément de position, les efforts fluides répondent principalement par rapport au terme lié à l'accélération, c'est-à-dire à la masse ajoutée. Ceci a été montré par la relation (7.37). Nous ajoutons alors aux deux membres de cette dernière équation un terme de masse ajoutée

$$M_{z_k} + \text{MA}_{22} L_e \ddot{f}_{k+1} = K_{\text{lin}} f_k + \text{MA}_{22} L_e \ddot{f}_k, \quad (7.100)$$

ces termes étant tous deux égaux à convergence et le but de cette manipulation étant de stabiliser le couplage d'IFS.

Similairement à la relation (7.35), l'incrément de position $\delta f_{k+1} = f_{k+1} - f_k$ et l'incrément d'accélération $\delta \ddot{f}_{k+1} = \ddot{f}_{k+1} - \ddot{f}_k$ sont liés par

$$\delta \ddot{f}_{k+1} = e_c^2 \delta f_{k+1}, \quad (7.101)$$

où e_c est un coefficient propre au schéma BDF2 et égal à $e_c = \frac{3}{2\Delta t}$.

L'équation (7.100) est écrite en fonction de la position f et de l'accélération \ddot{f} . Avec l'équation (7.101), nous pouvons la réécrire seulement en fonction de la position comme suit

$$M_{z_k} + e_c^2 \text{MA}_{22} L_e f_{k+1} = K_{\text{lin}} f_k + e_c^2 \text{MA}_{22} L_e f_k, \quad (7.102)$$

Après quelques manipulations, (7.102) devient

$$f_{k+1} = \frac{M_{z_k} - K_{\text{lin}} f_k}{K_{\text{lin}} + e_c^2 \text{MA}_{22} L_e} + f_k. \quad (7.103)$$

A la manière définie par la relation (7.27), il est possible d'écrire f_{k+1} en fonction de f_k , d'un incrément δf_{k+1} et d'un coefficient de relaxation r :

$$f_{k+1} = f_k + r \delta f_{k+1}. \quad (7.104)$$

Par identification avec (7.103), nous pouvons écrire formellement

$$r \delta f_{k+1} = \frac{M_{z_k} - K_{\text{lin}} f_k}{K_{\text{lin}} + e_c^2 \text{MA}_{22} L_e}, \quad (7.105)$$

ou bien, choisir arbitrairement les égalités suivantes

$$r = 1 \quad \text{et} \quad \delta f_{k+1} = \frac{M_{z_k} - K_{\text{lin}} f_k}{K_{\text{lin}} + e_c^2 \text{MA}_{22} L_e}. \quad (7.106)$$

Les deux déflexions sont reliées entre elles par la relation $\alpha = \frac{K_{\text{lin}}}{K_{\text{ang}}} f$ donc nous pouvons écrire la valeur de la déflexion angulaire α_{k+1} à l'itération non linéaire par

$$\alpha_{k+1} = \alpha_k + r \delta \alpha_{k+1} \quad \text{avec} \quad \delta \alpha_{k+1} = \frac{K_{\text{lin}}}{K_{\text{ang}}} \delta f_{k+1} \quad (7.107)$$

Pour la première itération non linéaire ($k = 1$) de chaque pas de temps, les valeurs f_0 et α_0 proviennent d’une extrapolation au second ordre à partir des valeurs convergées aux deux instants précédents t_p et t_q . De plus, nous n’appliquons pas la stratégie de stabilisation à cette itération et nous imposons directement $f_1 = f_0$ et $\alpha_1 = \alpha_0$. Ce choix est fait après constatation d’une meilleure convergence des déflexions dans ce cas. Il semblerait que cela permet une meilleure continuité de l’accélération et donc de la résolution des variables fluides.

7.5.2 Stabilisation via la masse ajoutée du couplage IFS avec usage du modèle complet de flexion de l’aviron – déflexions linéaire et angulaire découplées

Une première approche simple pour tenter de stabiliser les simulations d’IFS basées sur le modèle complet de flexion du manche est de faire une analogie directe avec les résultats obtenus pour le modèle simplifié de flexion.

À l’image des relations (7.26) et (7.27), il est possible de chercher les déflexions linéaire et angulaire à l’itération non linéaire $k + 1$ par le système suivant

$$\begin{cases} f_{k+1, \text{tmp}} &= a^{(2)} M_{zk} + b^{(2)} F_{yk} \\ \alpha_{k+1, \text{tmp}} &= c^{(2)} M_{zk} + d^{(2)} F_{yk} \\ f_{k+1} &= r f_{k+1, \text{tmp}} + (1-r) f_k \\ \alpha_{k+1} &= r \alpha_{k+1, \text{tmp}} + (1-r) \alpha_k \end{cases}, \quad (7.108)$$

où $f_{k+1, \text{tmp}}$ et $\alpha_{k+1, \text{tmp}}$ sont les valeurs des déflexions directement issues du modèle et calculées à partir des efforts à l’itération non linéaire précédente. Les deux dernières lignes du système (7.108) peuvent être écrites avec des incréments de déflexions pris à $\delta f_{k+1} = f_{k+1, \text{tmp}} - f_k$ et à $\delta \alpha_{k+1} = \alpha_{k+1, \text{tmp}} - \alpha_k$ comme suit

$$\begin{cases} f_{k+1} &= f_k + r \delta f_{k+1} \\ \alpha_{k+1} &= \alpha_k + r \delta \alpha_{k+1} \end{cases}. \quad (7.109)$$

À partir de la relation (7.106) obtenue avec le modèle simplifié, nous choisissons alors un coefficient de relaxation tel que

$$r = \frac{1}{1 + \frac{e_c^2 MA_{22} L_e}{K_{\text{lin}}}}. \quad (7.110)$$

Nous verrons en 9.3.7 que ce choix de stabilisation du couplage d’IFS peut être insuffisant. En effet, quand la palette est soumise à des accélérations importantes, les simulations divergent.

7.5.3 Stabilisation via la masse ajoutée du couplage IFS avec usage du modèle complet de flexion de l’aviron – déflexions linéaire et angulaire couplées

Pour le modèle complet de flexion, les déflexions linéaire et angulaire sont formulées de manière indépendante l’une de l’autre, par les relations (7.74) et (7.75). À l’aide des coefficients

donnés dans (7.78), pour lesquels nous alléons l'écriture en enlevant les indices, le modèle est décrit par

$$\begin{cases} f = a M_z + b F_y \\ \alpha = c M_z + d F_y \end{cases}, \quad (7.111)$$

ou, sous forme matricielle, par

$$\begin{pmatrix} f \\ \alpha \end{pmatrix} = B \begin{pmatrix} M_z \\ F_y \end{pmatrix} \quad \text{avec} \quad B = \begin{pmatrix} a & b \\ c & d \end{pmatrix} \quad (7.112)$$

Le bilan de forces, en négligeant les termes inertiels, revient à inverser le système d'équations (7.111). Nous obtenons donc

$$\begin{cases} k_1 f + k_3 \alpha = F_y \\ k_3 f + k_4 \alpha = M_z \end{cases}, \quad (7.113)$$

avec

$$k_1 = \frac{d}{\Delta_B}, \quad k_2 = -\frac{b}{\Delta_B}, \quad k_3 = -\frac{c}{\Delta_B}, \quad k_4 = \frac{a}{\Delta_B} \quad \text{et} \quad \Delta_B = \det(B) = a d - b c < 0. \quad (7.114)$$

Nous considérons que chaque effort dépend du terme diagonal de la matrice de masse ajoutée associé à celui-ci et d'un terme extradiagonal associé à l'autre effort. La relation (7.97), exprimée seulement pour F_y et M_z , se résume alors à

$$\begin{pmatrix} F_y \\ M_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \overline{F_y} \\ \overline{M_z} \end{pmatrix} - \begin{pmatrix} \text{MA}_{22} & \text{MA}_{26} \\ \text{MA}_{62} & \text{MA}_{66} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \ddot{f} \\ \ddot{\alpha} \end{pmatrix}. \quad (7.115)$$

Comme en 7.5.1, nous ajoutons les termes de masse ajoutée dans le système (7.113) pour stabiliser le couplage. Exprimées à l'itération non linéaire $k+1$, les grandeurs cinématiques à l'itération $k+1$ sont alors calculées en fonction des efforts à l'itération précédente k et il vient alors le système suivant

$$\begin{cases} k_1 f_{k+1} + k_2 \alpha_{k+1} + \text{MA}_{62} \ddot{f}_{k+1} + \text{MA}_{66} \ddot{\alpha}_{k+1} = M_{zk} + \text{MA}_{62} \ddot{f}_k + \text{MA}_{66} \ddot{\alpha}_k \\ k_3 f_{k+1} + k_4 \alpha_{k+1} + \text{MA}_{22} \ddot{f}_{k+1} + \text{MA}_{26} \ddot{\alpha}_{k+1} = F_{yk} + \text{MA}_{22} \ddot{f}_k + \text{MA}_{26} \ddot{\alpha}_k \end{cases}, \quad (7.116)$$

Nous pouvons compacter ce système en l'écrivant sous forme matricielle :

$$A \begin{pmatrix} f_{k+1} \\ \alpha_{k+1} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} M_{zk} \\ F_{yk} \end{pmatrix} + e_c^2 C \begin{pmatrix} f_k \\ \alpha_k \end{pmatrix}, \quad (7.117)$$

avec

$$A = \begin{pmatrix} k_1 + e_c \text{MA}_{62} & k_2 + e_c \text{MA}_{66} \\ k_3 + e_c \text{MA}_{22} & k_4 + e_c \text{MA}_{26} \end{pmatrix} \quad \text{et} \quad C = \begin{pmatrix} \text{MA}_{62} & \text{MA}_{66} \\ \text{MA}_{22} & \text{MA}_{26} \end{pmatrix}. \quad (7.118)$$

Les déflexions linéaire et angulaire à l'itération $k+1$ sont donc obtenues par la formulation suivante

$$\begin{pmatrix} f_{k+1} \\ \alpha_{k+1} \end{pmatrix} = A^{-1} \begin{pmatrix} M_{zk} \\ F_{yk} \end{pmatrix} + e_c^2 A^{-1} C \begin{pmatrix} f_k \\ \alpha_k \end{pmatrix}. \quad (7.119)$$

Après développements, nous obtenons alors

$$\begin{cases} f_{k+1} = f_k + \frac{e_c^2}{\Delta_A \Delta_B} [-(c \text{MA}_{66} + d \text{MA}_{26}) f_k + (a \text{MA}_{66} + b \text{MA}_{26}) \alpha_k + \Delta_B (\text{MA}_{26} M_{zk} - \text{MA}_{66} F_{yk})] \\ \alpha_{k+1} = \alpha_k + \frac{e_c^2}{\Delta_A \Delta_B} [(c \text{MA}_{62} + d \text{MA}_{22}) f_k - (a \text{MA}_{62} + b \text{MA}_{22}) \alpha_k + \Delta_B (-\text{MA}_{22} M_{zk} + \text{MA}_{62} F_{yk})] \end{cases}, \quad (7.120)$$

où Δ_A est le déterminant de la matrice A et est défini par

$$\Delta_A = \frac{1}{\Delta_B} \left[1 + e_c^2 \left(a MA_{62} + b MA_{22} + c MA_{66} + d MA_{26} - e_c^2 \Delta_B (MA_{22} MA_{66} - MA_{26} MA_{62}) \right) \right]. \quad (7.121)$$

Lorsque la convergence est atteinte, c'est-à-dire quand $f_{k+1} = f_k$ et $\alpha_{k+1} = \alpha_k$, alors le système (7.120) retombe sur la formulation du modèle complet de flexion du manche (7.111). Cette démonstration a été faite en dehors du manuscrit et nous ne l'incluons pas ici par soucis de concision.

Nous montrons en 9.3.7 que cette stratégie de stabilisation prenant en compte de manière plus complète l'opérateur de masse ajoutée est opérationnelle et annule le problème de divergence des simulations apparaissant avec la stratégie précédente.

Simulations de l'écoulement autour de la palette en conditions écologiques

Les essais expérimentaux décrits dans ce chapitre et servant de base de validation pour nos simulations ont été faits en conditions écologiques, c'est-à-dire en conditions réelles ou in situ. Ils ont été effectués en mars 2003 par le LHEEA avec deux rameurs de niveau international sur l'Erdre, en région Nantaise, et avec un bateau instrumenté permettant de relever la dynamique du bateau, la cinématique de l'aviron et les moments de flexion et torsion sur celui-ci.

Dans ce chapitre, nous commençons par décrire la procédure expérimentale et les démarches effectuées pour rendre utilisables les données obtenues dans les simulations numériques. Puis nous détaillons la configuration numérique mise en œuvre. Cette section est suivie des simulations que nous avons faites, comparées aux résultats obtenus expérimentalement. Finalement, nous donnons les conclusions de cette première validation de l'approche couplée expérimental-numérique.

Les résultats présentés dans ce chapitre ont fait l'objet, pour partie, d'un article pour la conférence de l'International Sports Engineering Association (ISEA) en 2014 [150].

8.1 Configuration expérimentale

De nos jours, il existe des moyens légers, précis et opérationnels pouvant être utilisés par les entraîneurs sportifs pour réaliser des mesures à bord d'un bateau d'aviron. Nous en avons d'ailleurs décrits quelques uns en 1.2.4.2. Cependant, au moment où les essais ont été réalisés, la précision de ces appareils de mesure a été jugée insuffisante et il a donc fallu en concevoir de nouveaux. Ceux-ci sont dédiés spécifiquement à ce type d'essais et ne sont pas utilisables de manière répétée et journalière car trop encombrants pour un rameur. Nous décrivons dans cette section les moyens de mesure utilisés pour les essais réalisés.

Les deux essais de la base de données expérimentale dont nous nous servons correspondent à une cadence d'entraînement de 18 *cpm*¹, effectués par deux rameurs ayant des styles différents. Nous nommons ces deux essais F001 et B002. Nous disposons de mesures pour les deux avirons de l'embarcation et nous sélectionnons seulement le coup d'aviron côté bâbord.

1. coups par minute

8.1.1 Mesure de la dynamique du bateau

Deux moyens de mesure différents ont été utilisés pour mesurer le DDL du bateau en translation suivant sa direction d'avancement. Le premier système est un anémomètre Schiltknecht. Il est positionné sous la dérive, en dehors de la couche limite autour de la coque, comme indiqué sur la Figure 8.1. Conçu pour mesurer le vent, il est utilisé dans notre cas dans l'eau. Il s'agit d'une hélice mise en rotation par le passage du fluide. Son nombre de rotation par minute est corrélé à la vitesse du fluide. Les techniciens du LHEEA ont perfectionné ce modèle pour quadrupler sa résolution. Cela permet donc de passer d'une précision sur la vitesse de 2 % sur le dispositif original à 0,5 % sur le dispositif modifié, pour une vitesse de bateau de $4,5 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$. La nouvelle marge d'erreur sur la vitesse est alors de $2 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-1}$. La fréquence d'acquisition des données est alors de 750 Hz. Ce système est plus adapté que ce qui était proposé à l'époque par la société Concept2, proposant un appareil permettant d'effectuer une mesure de vitesse toutes les 2 s avec une précision à 5 %.

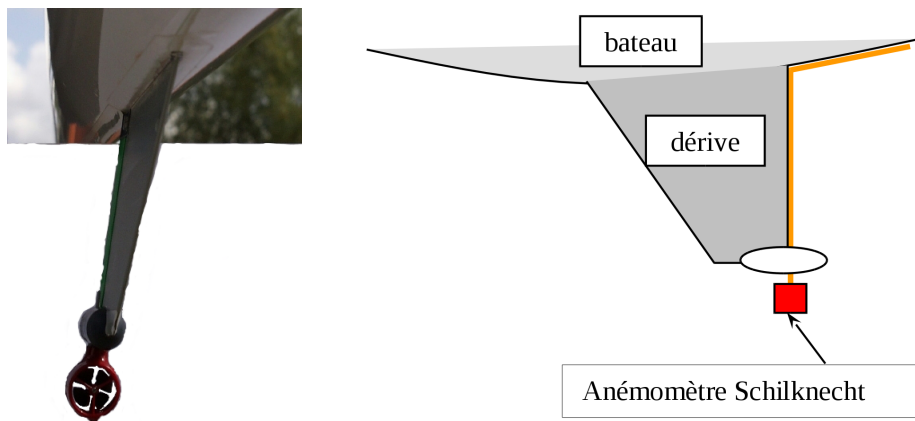


FIGURE 8.1 – Positionnement de l'anémomètre Schiltknecht sur la dérive du bateau d'aviron

Le second dispositif est un accéléromètre de la société Measurement Specialties, Inc, de la gamme Entran, et de modèle EGCS avec un domaine d'utilisation de $\pm 5 \text{ g}$. Il est placé au centre du bateau. Il est légèrement moins précis, étant donné qu'il faut une intégration temporelle supplémentaire par rapport à l'anémomètre pour retrouver la position longitudinale du bateau. Pour atténuer l'erreur d'intégration, la périodicité du mouvement est prise comme hypothèse. Ce capteur est utilisé pour assurer une redondance d'information par rapport à l'anémomètre.

La Figure 8.2 page ci-contre montre une comparaison du signal de vitesse obtenu par l'anémomètre et la vitesse déduite de l'accéléromètre. En prenant le premier comme référence, nous observons que l'accéléromètre semble donner des écarts faibles, majoritairement inférieurs à 2 %. Cependant, comme nous le verrons au chapitre 10, l'incertitude sur la mesure de vitesse du bateau peut avoir, par propagation, de grandes conséquences sur l'incertitude d'autres grandeurs.

Le lecteur s'interrogera peut-être sur l'absence de mesures de position par GPS. Deux raisons majeures l'expliquent. Tout d'abord, ce type de moyen n'était pas très courant à l'époque de la campagne expérimentale. Par ailleurs, pour atteindre la précision souhaitée sur la mesure de vitesse, c'est-à-dire au moins en dessous du pourcent, il faudrait un système capable d'émettre la position à une fréquence de 375 Hz. Cela est difficilement possible pour une acquisition par GPS.

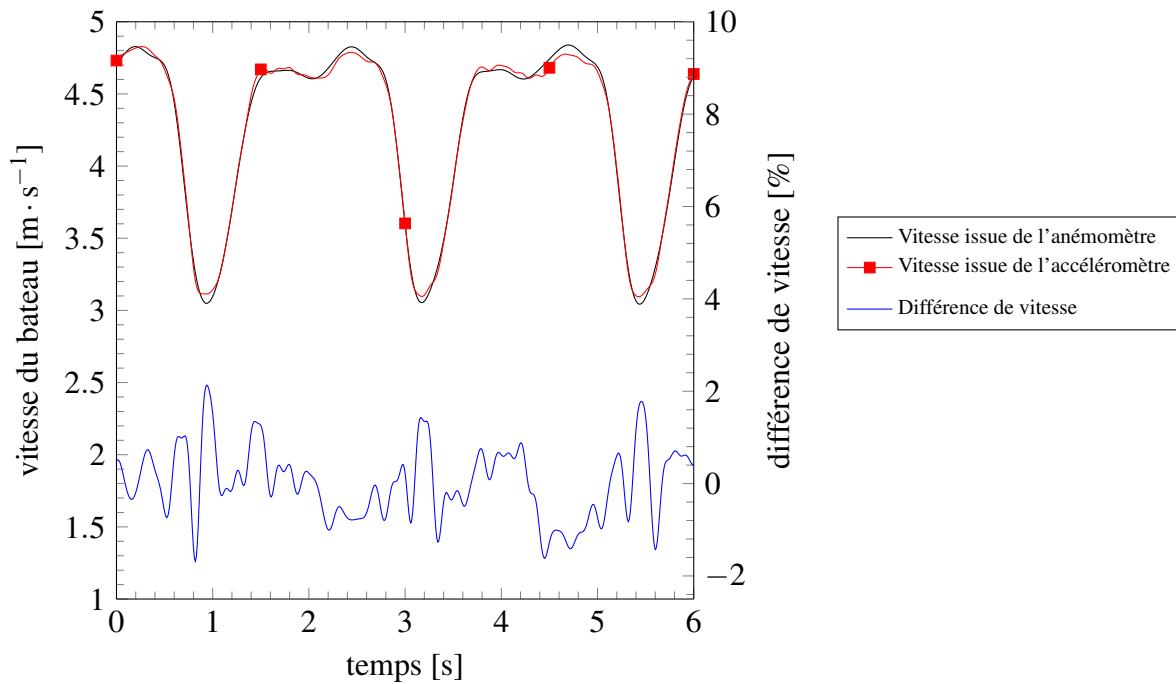


FIGURE 8.2 – Comparaison entre le signal de vitesse provenant de l'anémomètre et la vitesse déduite de l'accéléromètre

8.1.2 Mesure de la cinématique de l'aviron

En première approximation (suffisante pour nos besoins), l'aviron possède trois DDL en rotation par rapport au bateau, au niveau de la dame de nage. Il est donc nécessaire de mesurer les trois angles de rotation de l'aviron par rapport au bateau, définis sur la Figure 7.9 page 178 : angle de balayage (dans le plan horizontal), angle d'immersion (plan verticale passant par l'axe de l'aviron) et angle de coiffe (angle de rotation de l'aviron autour de lui-même). Ces mesures sont réalisées à l'aide de trois potentiomètres placés comme indiqué sur la figure 8.3.

8.1.3 Mesure des moments de flexion et torsion sur l'aviron

La dynamique de l'aviron met en jeu les efforts suivants :

- la force de traction exercée par le rameur sur la poignée,
- la réaction sur la dame de nage,
- les efforts hydrodynamiques s'appliquant sur la palette,
- les efforts inertiels,
- les efforts aérodynamiques sur tout l'aviron,
- et le poids de l'aviron,

en sachant que les deux derniers peuvent être négligés car ils sont très faibles par rapport aux efforts hydrodynamiques dans la phase propulsive.

Nous ne connaissons pas le point d'application des forces hydrodynamiques. Pour le trouver, il faudrait mesurer le torseur complet des efforts hydrodynamiques, ou bien tout le reste des autres torseurs d'efforts. Cette tâche n'est pas aisée. Par ailleurs, comme nous l'avons montré en 7.2.2, il est difficile voire tout simplement impossible de trouver le point d'application des forces hy-

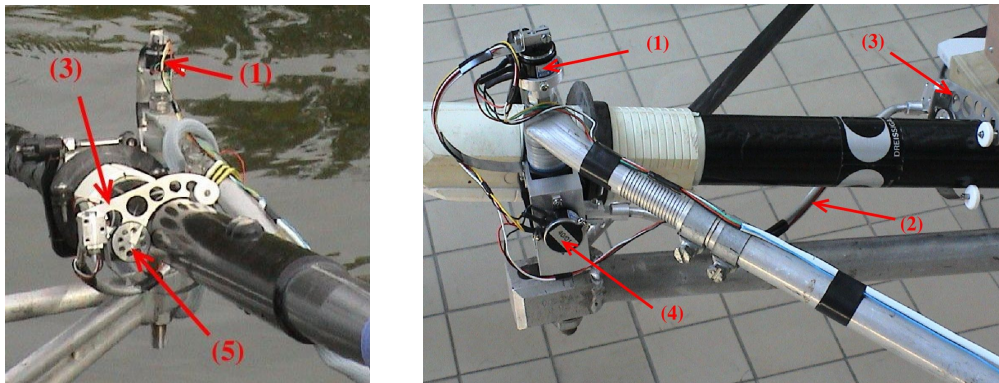


FIGURE 8.3 – Capteurs utilisés pour mesurer l'orientation de l'aviron. L'angle de balayage est mesuré par le potentiomètre (1) fixé sur l'axe de dame de nage. Un bras oscillant (2) relié au manche de l'aviron par une pièce clipsée (3) actionne le potentiomètre (4) et mesure l'angle d'immersion. La roue (5) est reliée à une troisième potentiomètre et permet de mesurer la rotation de l'aviron autour de son axe.

drodynamiques, même en ayant connaissance du torseur correspondant. De toute manière, cette information est manquante puisque les forces hydrodynamiques ne sont pas mesurées.

En considérant que l'objectif principal est de valider la simulation numérique, il est suffisant de mesurer les moments de flexion (voire également de torsion) dans une section du manche située sur le bras extérieur. Nous sommes alors dans le cadre du modèle simplifié de flexion proposé en 7.2.3. Les mesures sont faites par des jauges de contraintes, non représentées dans ce manuscrit : deux pour les moments de flexion et une pour le moment de torsion. Ces pelles dynamométriques ont été calibrées par paire (une bâbord, l'autre tribord) sur le banc de mesures de flexibilité présenté en 7.3.1.

8.1.4 Calcul de la cinématique de la palette à partir des données expérimentales

Les trois angles de rotation de l'aviron par rapport au bateau, mesurés par les potentiomètres, et la vitesse du bateau, mesurée par l'anémomètre, sont introduits dans le modèle géométrique formulé par Rongère [153, 154] qu'il utilise pour sa simulation du système global bateau-aviron-rameur. En sortie, l'attitude de la palette et sa trajectoire, dont la référence est prise à l'emplanture, sont obtenues et peuvent servir de données d'entrée aux simulations numériques. Il est à noter que ce modèle prend en compte des détails comme les décalages entre les axes de rotation au niveau de la dame de nage. L'immersion est même modélisée par deux liaisons linéaires, l'une étant sur le contact inférieur de la dame de nage et l'autre correspond aux deux points de contact avec le collier, comme présenté sur la Figure 8.4 page ci-contre. A tout instant, la combinaison de ces deux liaisons est assimilable à une rotation dont le centre a une position variable dans l'espace et est appelé centre instantané de rotation. La seule approximation faite ici est que nous ne tenons pas compte du DDL en rotation de l'aviron autour de son axe. Cela ne pose en principe pas de problème puisque l'aviron garde un angle constant pendant la phase propulsive (sauf pendant le dégage), c'est-à-dire la seule des deux phases qui nous intéresse. La palette garde alors une position quasi-verticale.



FIGURE 8.4 – Deux liaisons linéaires équivalentes à une rotation instantanée permettant l’immersion de l’aviron

8.1.5 Démarche suivie pour détecter le contact de la palette avec l’eau

Le roulis du bateau n’a pas été pris en compte dans les mesures par accéléromètres. En effet, ce n’est pas une donnée aussi cyclique que la vitesse et nous ne pouvons faire aucune hypothèse de moyenne nulle sur un coup d’aviron. Il est plutôt contrôlé par le rameur afin de stabiliser son embarcation. Par conséquent, il n’est pas possible de connaître précisément le roulis du bateau au cours du temps. Nous faisons donc l’hypothèse que le roulis est constant et nul, en sachant que cette affirmation n’est pas tout à fait vraie.

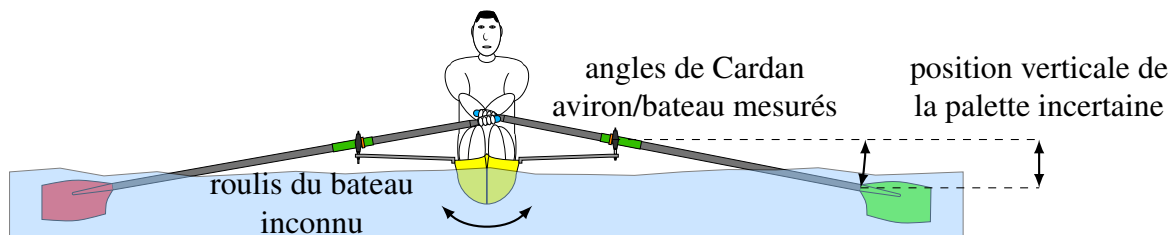


FIGURE 8.5 – Mise en évidence de l’incertitude sur la position verticale de la palette

Cette absence de mesure entraîne nécessairement une incertitude sur la position verticale de la palette par rapport à celle de la surface libre, comme illustré sur la Figure 8.5. Par ailleurs, il faut trouver une référence verticale pour caler la position de la palette. Pour ce faire, nous commençons par observer les moments de flexion M_{fz} et de torsion M_t de l’aviron sur un coup d’aviron particulier. Pendant la phase de retour, ceux-ci sont quasi-nuls et ils augmentent brutalement au début de la phase de propulsion, c’est-à-dire à la prise d’eau. Nous estimons alors l’instant correspondant à cette variation brusque (cf. Figure 8.7 page suivante). A partir de celui-ci, nous trouvons une valeur d’angle de balayage ψ_0^{contact} correspondant au contact palette-eau. Nous effectuons alors une simulation numérique, avec une configuration similaire à ce qui est décrit en 8.2, basée sur une cinématique de palette provenant d’un essai expérimental comme expliqué en 8.1.4, mais sans aucune résolution fluide puisque l’objectif se situe sur la cinématique. Une sous-routine est ajoutée au code pour trouver, à chaque instant, le point d’altitude minimale de la palette et nous nommons la coordonnée $z_{\text{min, palette}}$. Connaissant ψ_0^{contact} , nous en déduisons $z_{\text{min, palette}}^{\text{contact}}$ correspondant à la prise d’eau, comme montré en Figure 8.7 page suivante. Si z_{SL} est la coordonnée verticale de la

surface libre au repos, par exemple $z_{SL} = 0$, alors il existe un décalage $\Delta z_{SL} = z_{\min, \text{palette}}^{\text{contact}} - z_{SL}$ pour la position verticale de la palette et, dans notre cas, $\Delta z_{SL} < 0$. Il faudra appliquer une translation $-\Delta z_{SL}$ à la palette, ou bien, et c'est ce que nous avons choisi de faire par simplicité de mise en œuvre, appliquer une translation $+\Delta z_{SL}$ à la position initiale de la surface libre, originalement à $z_{SL} = 0$.

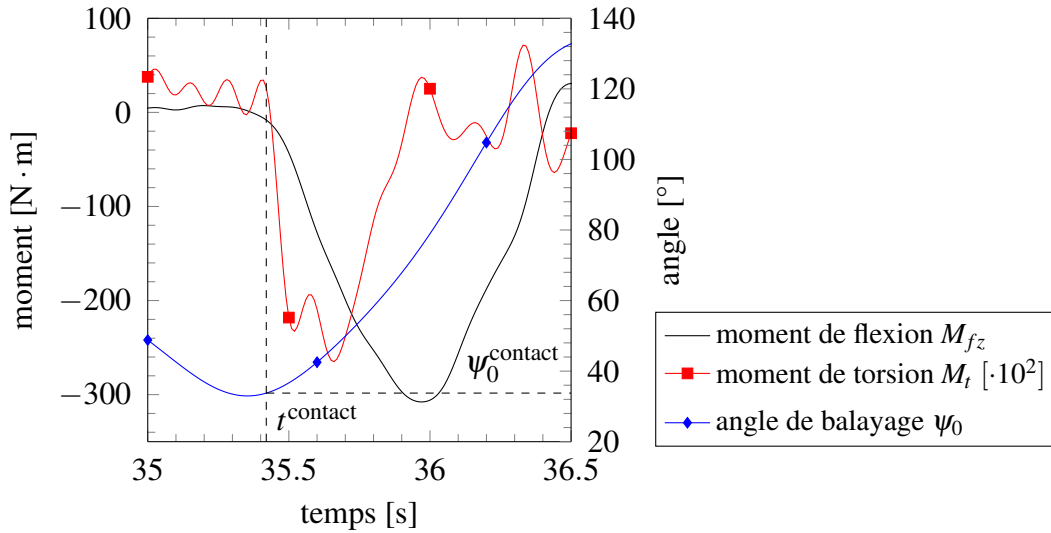


FIGURE 8.6 – Démarche pour trouver l'angle de balayage ψ_0^{contact} issu d'un essai in situ correspondant à la prise d'eau

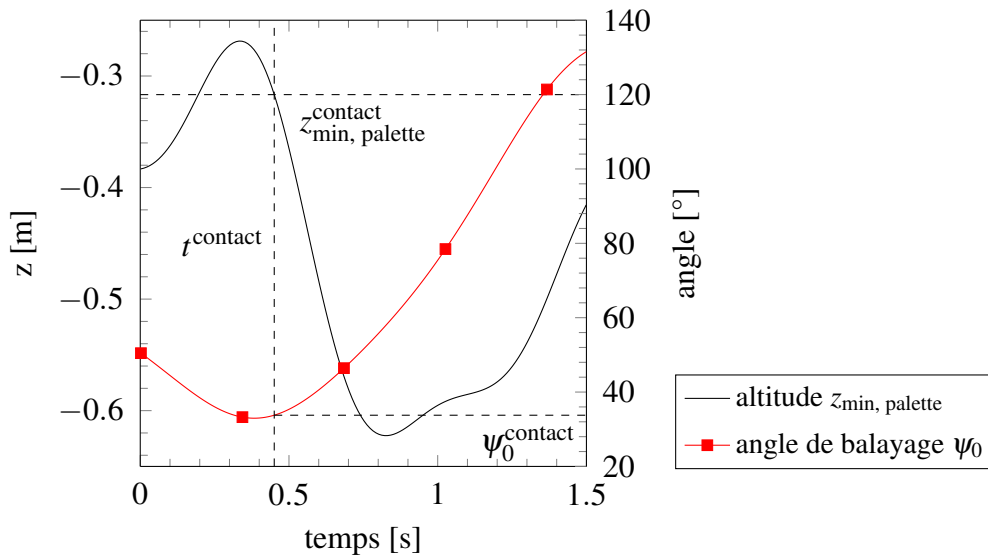


FIGURE 8.7 – Démarche pour trouver le décalage vertical à appliquer à la configuration numérique

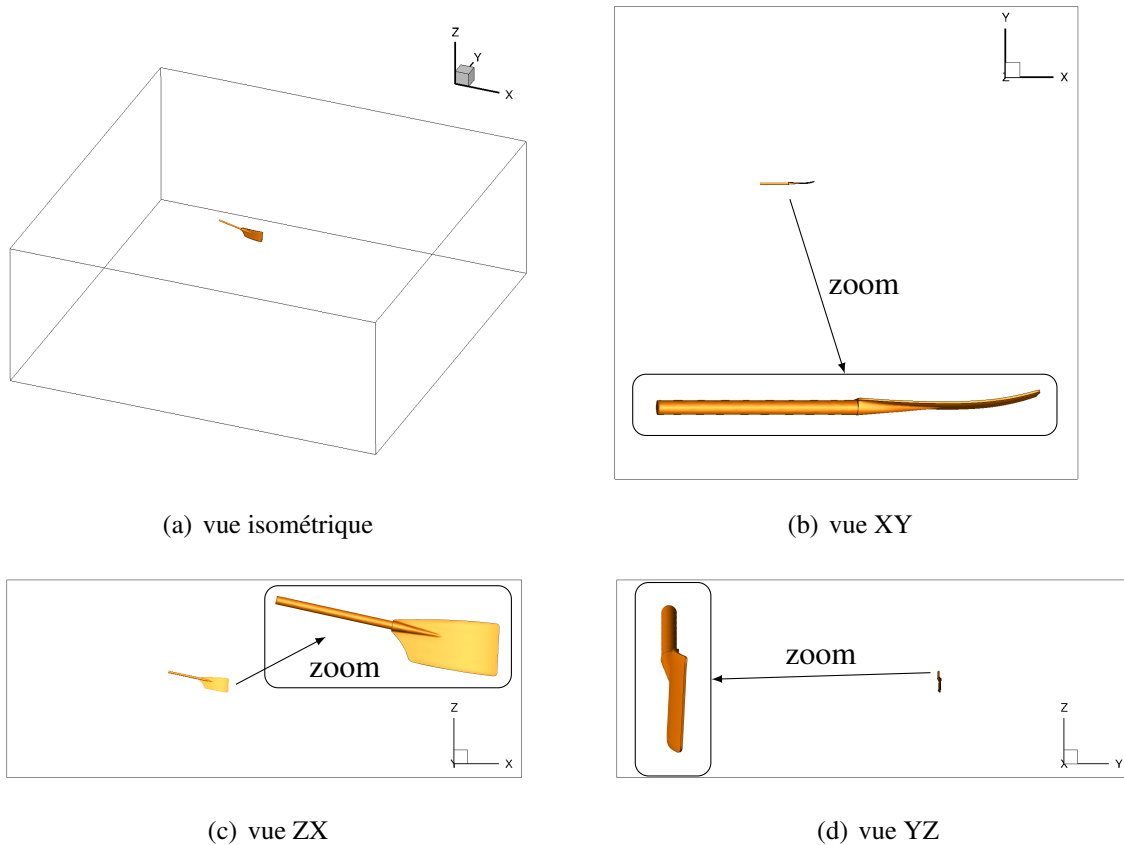


FIGURE 8.8 – Domaine de calcul pour les simulations d’écoulement autour de la palette reproduisant les essais in situ

8.2 Configuration numérique

Nous expliquons dans cette section la configuration numérique sur laquelle les simulations ont été effectuées. Comme dans l’ensemble de notre travail, les maillages sont générés avec HEXPRESS™ et les simulations sont faites avec le solveur *ISIS-CFD*.

8.2.1 Domaine de calcul

La palette choisie a une longueur de référence de $L_r = 0,455$ m, prise suivant l’axe de l’aviron entre l’emplanture et le bord externe. L’emplanture est confondue avec l’origine du domaine de calcul. Comme expliqué en 7.4.3.1, la palette est orientée dans une configuration de référence. Les angles de Cardan définissant cette situation sont $\psi_0^r = 0^\circ$, $\theta_1^r = 12^\circ$ et $\phi_2^r = -2^\circ$, plusieurs valeurs différentes de ϕ_2^r ayant été testées pour étudier la sensibilité de ce paramètre sur les résultats obtenus (cf. 8.3.2.4). La palette est placée dans un domaine de calcul parallélépipédique de dimensions $8\text{ m} \times 8\text{ m} \times 3\text{ m}$, légèrement décentré dans le plan horizontal par rapport à l’origine. La Figure 8.8 illustre ce positionnement.

Nombre de cellules [$\cdot 10^6$]		Maillages		
		grossier	moyen	fin
Essais	F001	0,3	1,1	17,7
	B002	0,3	3,5	-

Tableau 8.1 – Nombres de cellules (exprimés en millions) pour les maillages utilisés pour les simulations d'un coup d'aviron en conditions in situ

8.2.2 Maillages

Une vingtaine de maillages différents ont été générés pour effectuer des simulations avec des discrétisations plus ou moins fines et pour tester des paramètres (angle de roulis) ou des modèles numériques (modèles de turbulence). Dans ce manuscrit, nous ne détaillons que cinq simulations sur cet écoulement en conditions in situ, chacune ayant son propre maillage répertorié dans le Tableau 8.1, où figurent les nombres de cellules, exprimés en millions, pour l'état initial.

Pour générer ces maillages, nous avons fait en sorte que les surfaces immergées du corps, c'est-à-dire la palette, soient maillées très finement. Les cellules voisines de la surface ont des dimensions de $4\text{ mm} \times 2\text{ mm} \times 3\text{ mm}$ pour les maillages grossiers et elles diminuent jusqu'à atteindre $1,6\text{ mm} \times 1,6\text{ mm} \times 1,2\text{ mm}$ pour le maillage fin. Nous avons ajouté plusieurs zones, appelées boîtes de raffinement, à des endroits susceptibles de contenir des variations importantes de la surface libre ou d'autres phénomènes à capturer comme la ventilation derrière la palette. Les maillages ont en commun une boîte de raffinement consistant à s'assurer que la surface libre soit bien discrétisée dans la direction verticale. Il s'agit de la plus grande boîte apparaissant sur la Figure 8.9(a) page ci-contre en traits noirs. La hauteur des cellules autour de la surface libre pour les maillages grossiers est alors de $\Delta z = 12\text{ mm}$, de $\Delta z = 6\text{ mm}$ pour les maillages moyens et de $\Delta z = 2,4\text{ mm}$ pour le maillage fin. Deux autres boîtes ont été ajoutées dans certains maillages pour raffiner les cellules initiales de manière quasi-isotrope (cf. Figure 8.9(b) page suivante). Une première consiste à englober la palette et à imposer des dimensions de cellules deux fois plus grandes que celles à proximité immédiate de la palette. Une seconde boîte, avec cette fois des mailles de dimensions identiques à celle en surface de la palette, est localisée au niveau du bord externe de la palette où il est apparu qu'une poche d'air y est présente, comme montré au chapitre 6 sur la Figure 6.1 page 145. Le résultat de ces stratégies de raffinement est illustré par les vues du maillage moyen associé à l'essai F001 sur la Figure 8.10 page suivante.

8.2.3 Paramètres de simulation

Les simulations numériques effectuées reproduisent les essais expérimentaux et les écoulements sont donc tous de nature instationnaire. Le schéma BDF2 est alors utilisé pour l'intégration temporelle des quantités physiques.

L'accélération de la pesanteur est de $g = 9,81\text{ m} \cdot \text{s}^{-2}$. Les viscosités dynamiques de l'eau et de l'air valent respectivement $\mu_1 = 1,04362 \cdot 10^{-3}\text{ Pa} \cdot \text{s}$ et $\mu_2 = 1,85 \cdot 10^{-5}\text{ Pa} \cdot \text{s}$ et les masses volumiques sont de $\rho_1 = 998,4\text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$ et $\rho_2 = 1,2\text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$.

Sur les quatre frontières verticales du domaine sont appliquées une condition de Dirichlet, c'est-à-dire que la vitesse est imposée comme nulle en champ lointain. Pour les faces inférieure et supérieure, une condition du même type est imposée mais pour la pression, dont la valeur prend celle de la pression atmosphérique. Leroyer [114] a montré que les effets de viscosité étaient né-

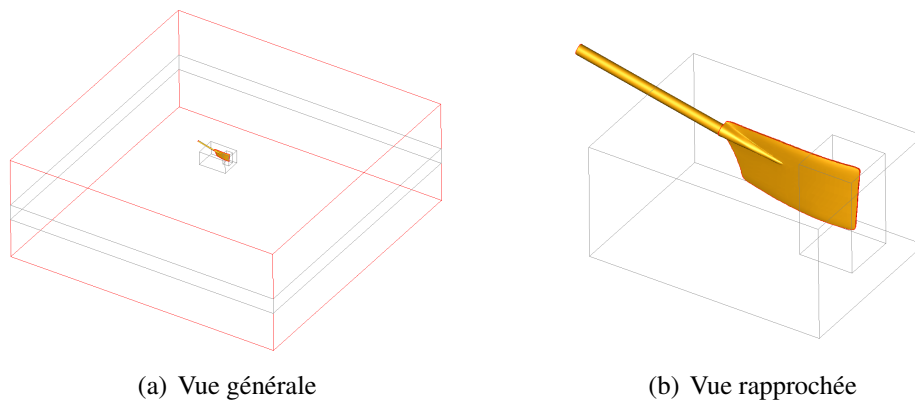


FIGURE 8.9 – Zones de raffinement (traits noirs) sur les maillages initiaux utilisés pour les simulations de coup d'aviron en conditions in situ

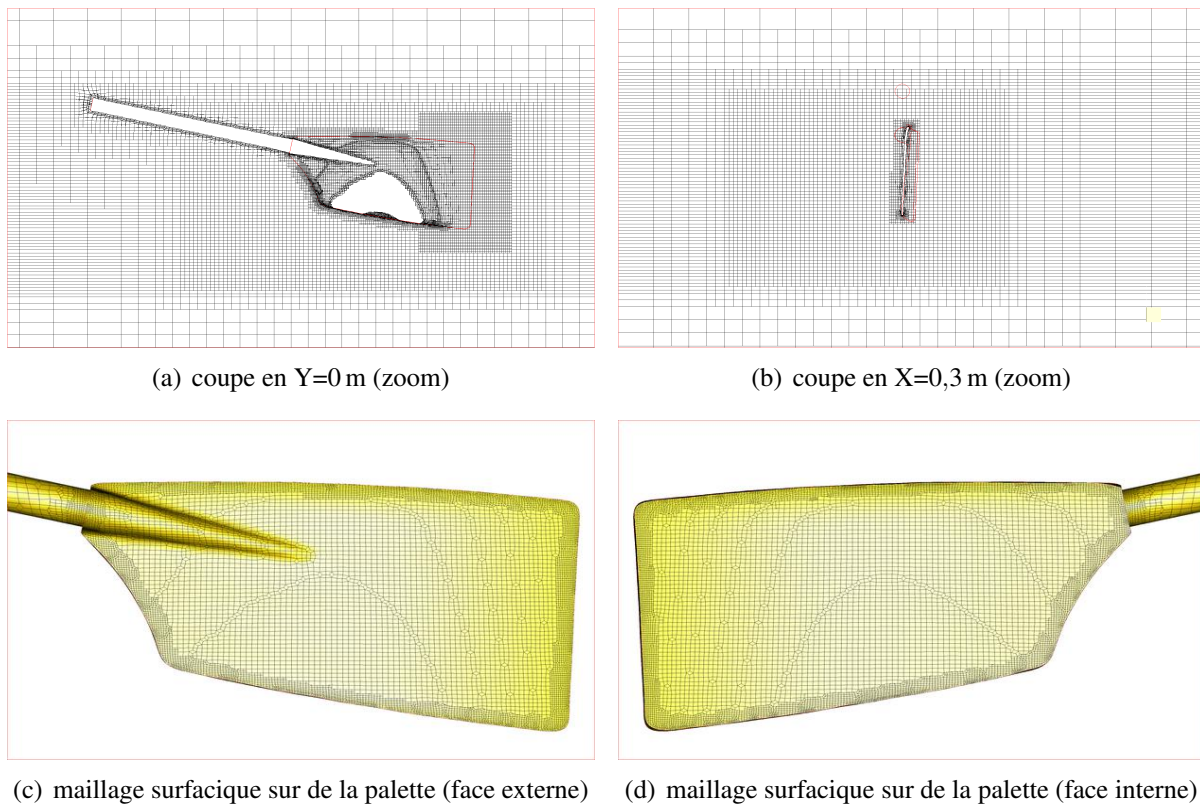


FIGURE 8.10 – Affichage d'un maillage utilisé pour les simulations numériques du coup d'aviron en conditions in situ (maillage à $1,1 \cdot 10^6$ de cellules)

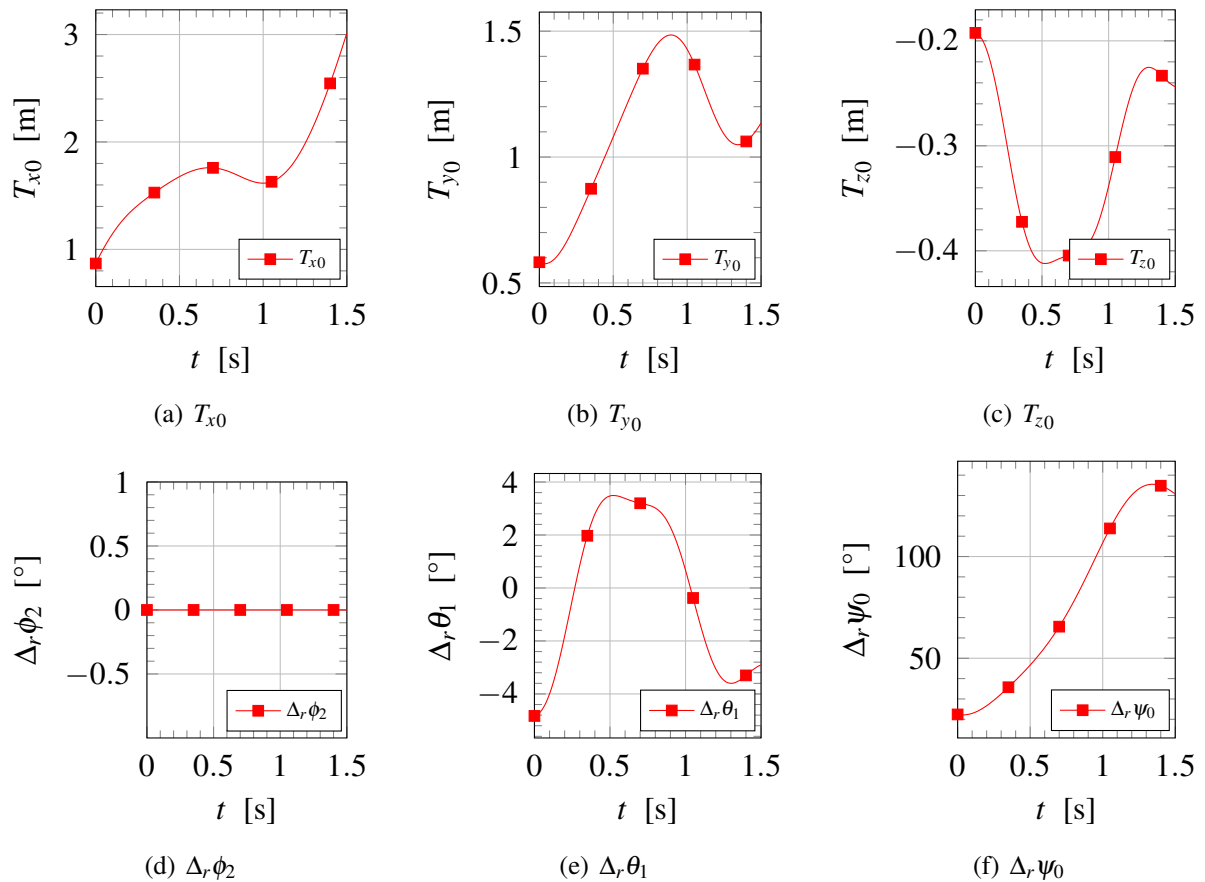


FIGURE 8.11 – Lois de mouvement de la palette pour l'essai F001

gligeables pour ce type d'écoulement donc nous choisissons un modèle Euler et nous appliquons une condition de glissement sur toutes les surfaces de la palette.

Six lois de mouvements sont imposées à la palette, par le biais de fichiers d'entrée échantillonnés de façon suffisamment fine par rapport aux pas de temps utilisés, et correspondent à ce qui a été expliqué en 8.1.4. Les lois utilisées pour l'essai F001 sont représentées sur la Figure 8.11, où les valeurs d'angles correspondent à l'écart par rapport à la configuration de référence. Cette cinématique correspond à la palette bâbord que nous avons choisie, sauf pour l'angle d'immersion θ_1 qui est une moyenne des valeurs à bâbord et à tribord. Ce choix sera expliqué en 8.3.2.3. Le maillage est rigidement déplacé pour les DDL de translation et pour la rotation autour de l'axe vertical. La déformation de maillage est utilisée pour les rotations R_x et R_y .

Initialement, le champ de vitesse est nul sur tout le domaine. La surface libre est positionnée non pas en $z = 0$ m comme il est usuel de le faire mais à une altitude telle que le contact palette/eau se fasse au bon moment, comme expliqué en 8.1.5. Nous prenons une altitude de $z = -0,375$ m pour l'essai F001 et $z = -0,276$ m pour B002.

Le raffinement automatique de maillage (AGR) est activé pour les trois simulations indiquées dans le tableau Tableau 8.2 page suivante. Le critère de raffinement choisi est celui consistant à raffiner les cellules proches de la surface libre. En particulier, nous utilisons un critère dit tensoriel permettant de raffiner les cellules de manière directionnelle quand la surface libre est suffisamment à l'horizontale et de manière isotrope si ce n'est pas le cas. Suivant la finesse initiale du maillage,

Activation AGR		Maillages		
		grossier	moyen	fin
Essais	F001	×	✓	×
	B002	✓	✓	-

Tableau 8.2 – Activation (✓) ou non (×) de l’AGR pour les simulations d’un coup d’aviron en conditions in situ

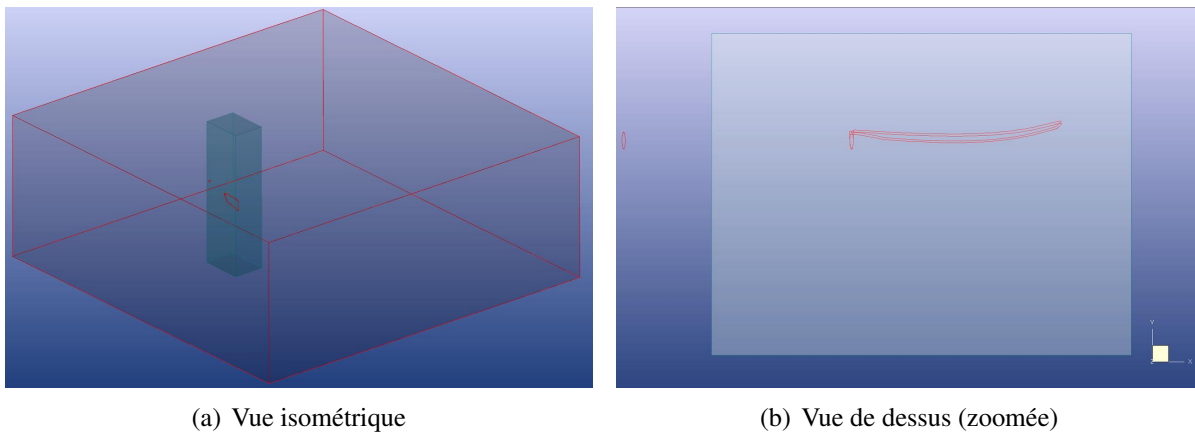


FIGURE 8.12 – Zones d’activation du raffinement automatique de maillage (AGR) pour le coup d’aviron en conditions in situ. L’AGR divise les cellules de manière directionnelle. Le raffinement dans les directions X et Y est limité dans une zone autour de la palette et visualisée (a) en couleur foncée et (b) en clair. Le raffinement dans la direction Z est possible sur tout le domaine.

une taille de cellule cible plus ou moins grande est définie. Notre objectif est de nous limiter à un raffinement par cellule, c’est-à-dire diviser par deux au plus les cellules initiales, sauf pour la simulation de l’essai B002 sur maillage moyen où deux raffinements par cellule sont possibles. L’AGR est actif dans les directions X et Y seulement dans une zone autour de la palette comme illustré sur la Figure 8.12. Il est actif sur tout le domaine pour la direction Z. Les étapes de raffinement interviennent avant le début de la simulation puis toutes les trois itérations temporelles. La Figure 8.13 page suivante donne l’évolution des nombres de cellules, relativement aux nombres initiaux. Nous constatons par exemple que, dans la simulation de l’essai B002 avec le maillage moyen, le nombre de cellules a triplé, passant de $3,5 \cdot 10^6$ cellules initialement à environ $10,5 \cdot 10^6$ au maximum.

Nous avons choisi de faire les simulations avec une boucle de convergence sur 2 ordres et 10 itérations non linéaires au maximum. Pour le maillage fin, nous avons augmenté ces paramètres à 4 ordres et 15 itérations. Le solveur Bi-GSTAB [174] est utilisé pour résoudre la pression. A chaque itération non linéaire, la pression est résolue en 2 ordres ou 200 itérations. Les simulations ont majoritairement été faites avant les développements de l’algorithme de sub-cycling donc celui-ci n’a pas été utilisé, à l’exception de la simulation sur maillage fin, pour réduire grandement le temps CPU.

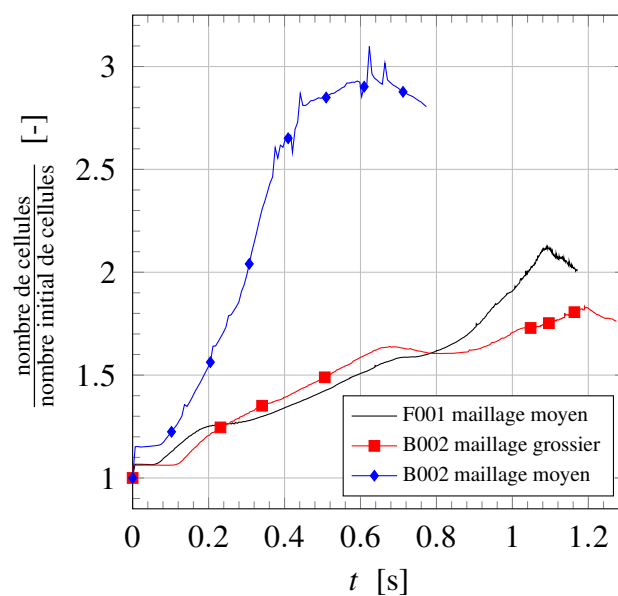


FIGURE 8.13 – Evolution temporelle du nombre de cellules pour les simulations utilisant l'AGR pour les essais en conditions in situ

8.3 Simulations numériques

Dans cette section, nous présentons un extrait des résultats obtenus en 8.3.1 et nous étudions en 8.3.2 l'influence de certains paramètres.

8.3.1 Résultats

Les figures 8.14, 8.15 et 8.16 montrent respectivement les moments de flexion M_{fz} et M_{fy} et le moment de torsion M_t , pris à la position des jauges de contraintes installées sur une section du levier extérieur du manche de l'aviron. Sur les sous-figures de gauche, les résultats de l'essai F001 sont représentés, et celles de droite correspondent à l'essai B002. Nous concentrons l'essentiel de l'analyse et des commentaires sur les résultats pour M_{fz} puisqu'il s'agit du moment prépondérant et image de la propulsion générée par les rameurs.

Au regard de la Figure 8.14 page suivante, il apparaît que les résultats numériques reproduisent avec une assez bonne correspondance les valeurs expérimentales. Nous remarquons en particulier que la simulation numérique permet de bien discriminer les deux styles de rameurs. Cependant, des écarts sont à relever. Le premier est une inflexion apparaissant pour l'intervalle angulaire $[40^\circ, 70^\circ]$ dans l'essai F001, générant un écart d'environ $35 \text{ N}\cdot\text{m}$. Celle-ci est plus tardive pour l'essai B002 et sur un intervalle plus large $[55^\circ, 90^\circ]$ et diminue fortement la valeur maximale du moment, d'environ $60 \text{ N}\cdot\text{m}$. Le second écart notable est le décalage angulaire ou temporel se produisant après 90° , la simulation de l'essai F001 étant en avance et celle de B002 en retard.

Nous remarquons que les résultats ne dépendent que très peu de la finesse du maillage. Les trois maillages utilisés pour l'essai F001, allant d'environ $0,3 \cdot 10^6$ à $17,7 \cdot 10^6$ cellules, donnent des résultats dont les écarts entre eux sont inférieurs à $10 \text{ N}\cdot\text{m}$. Par ailleurs, le maillage fin ne permet pas de réduire significativement l'écart par rapport à la référence expérimentale. L'écart pris sur la valeur maximale de l'effort a même tendance à augmenter pour ce maillage. Pour l'essai B002, les écarts entre résultats provenant de maillage de finesse différente sont encore plus proches². Il n'est alors pas utile de faire des simulations sur maillages encore plus fins pour tenter d'atténuer les écarts relevés car l'erreur de discrétisation ne semble pas être à l'origine de ces écarts.

Sur la Figure 8.15 page suivante, nous pouvons voir que l'allure du moment de flexion M_{fy} est capturée mais que les écarts relativement aux résultats expérimentaux sont plus importants. Pour le moment de torsion M_t , dont les valeurs sont très faibles et de l'ordre du $\text{N}\cdot\text{m}$, la Figure 8.16 page 203 montre qu'il existe un décalage constant entre valeurs expérimentales et numériques. Comme l'analyse ne se concentre pas sur cette composante, nous n'avons pas cherché à éclaircir les raisons de cet écart.

La Figure 8.17 page 204 montre l'évolution du champ de fraction volumique issue de la simulation sur maillage fin pour le coup d'aviron F001 pris dans une coupe située au milieu de la palette dans un plan vertical. Les douze instantanés s'étalonnent sur toute la phase propulsive du coup d'aviron, de la prise d'eau au dégagé. Nous pouvons distinguer les caractéristiques classiques de cet écoulement, énoncées en 6.1.3. En particulier, nous notons la rupture de la surface libre et la création d'une poche d'air derrière la palette. Nous constatons que, sans toutefois en faire un lien certain de cause à effet, que l'intervalle angulaire $[40^\circ, 70^\circ]$ dans lequel le moment M_{fz} s'écarte du signal issu de l'essai expérimental correspond au décollement de la poche d'air de la face arrière

2. Les écarts sont tellement faibles que nous avons décidé d'arrêter la simulation sur le maillage moyen avant la fin du coup d'aviron.

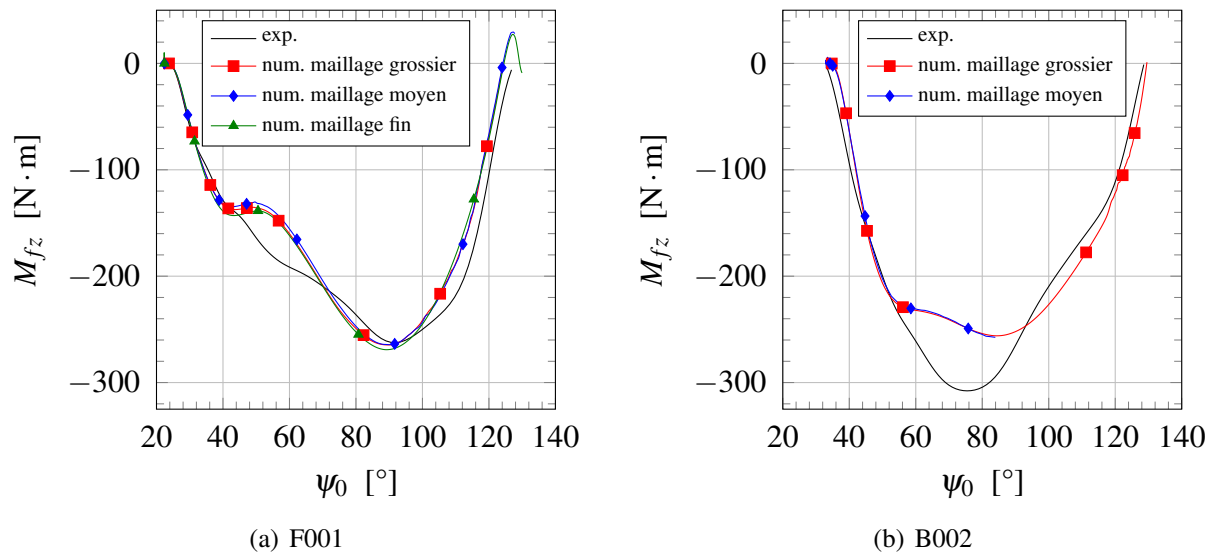


FIGURE 8.14 – Evolution du moment de flexion aux jauges M_{fz} en fonction de l'angle de balayage ψ_0 de l'aviron pour les essais (a) F001 et (b) B002 en conditions in situ. Comparaison des résultats numériques à la référence expérimentale. Convergence en maillage des résultats numériques.

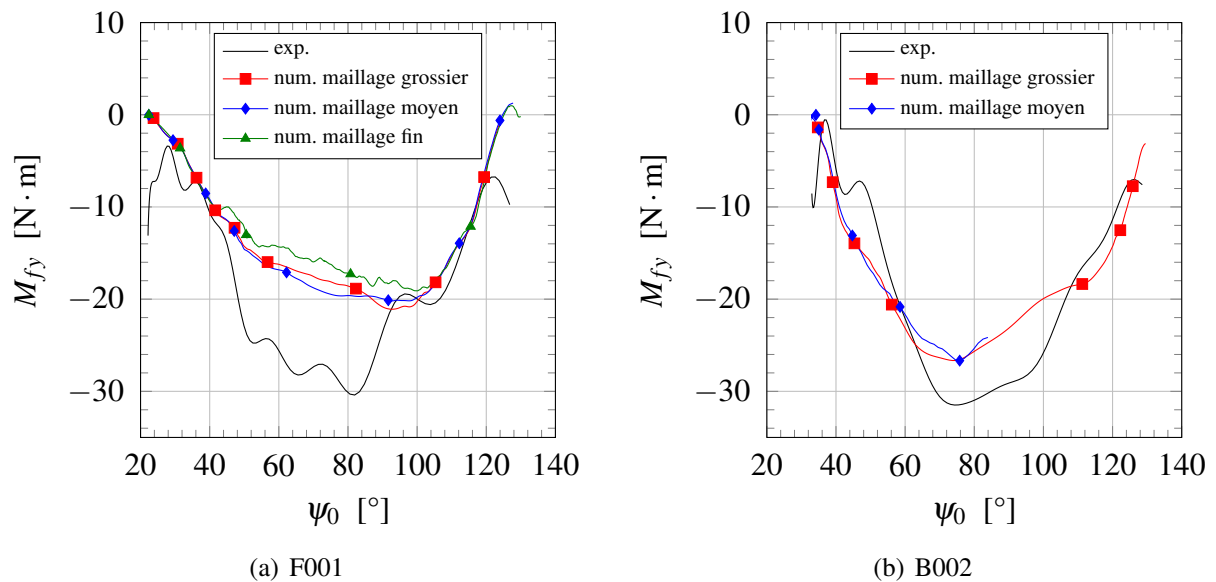


FIGURE 8.15 – Evolution du moment de flexion aux jauges M_{fy} en fonction de l'angle de balayage ψ_0 de l'aviron pour les essais (a) F001 et (b) B002 en conditions in situ. Comparaison des résultats numériques à la référence expérimentale. Convergence en maillage des résultats numériques.

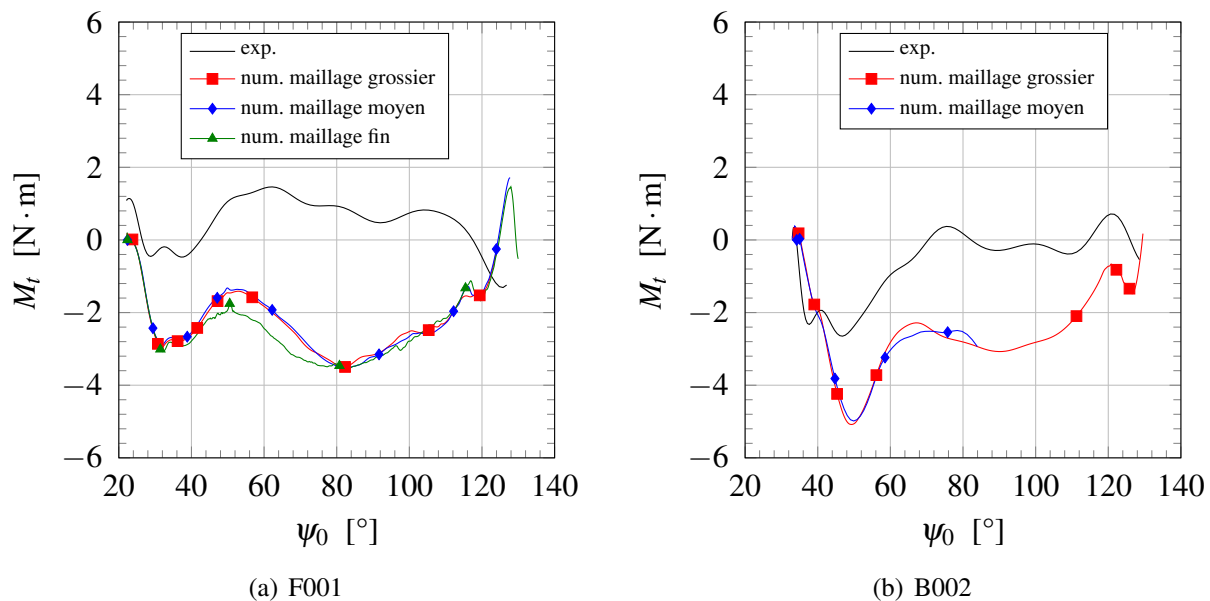


FIGURE 8.16 – Evolution du moment de torsion aux jauges M_t en fonction de l'angle de balayage ψ_0 de l'aviron pour les essais (a) F001 et (b) B002 en conditions in situ. Comparaison des résultats numériques à la référence expérimentale. Convergence en maillage des résultats numériques.

de la palette.

La Figure 8.18 page 205 montre une vue tridimensionnelle du coup d'aviron F001 simulé, où les douze instants représentés sont les mêmes que sur la Figure 8.17. Les contours sur la surface libre sont colorés en fonction de son élévation. La Figure 8.19 page 206 est similaire sauf la vue est telle que le point d'observation est fixe dans le référentiel galiléen et dans un plan parallèle au plan médian du bateau et situé du côté opposé à celui de l'aviron. A nouveau, le caractère réaliste de l'écoulement simulé est observable.

8.3.2 Influences de paramètres sur le profil d'effort M_{fz}

Plusieurs paramètres ont été étudiés afin de mieux comprendre les écarts entre les résultats obtenus dans les simulations et les résultats expérimentaux. Certains réglages du bateau et de l'accastillage étaient méconnus ou incertains, comme le levier extérieur L_e , l'angle de roulis de l'aviron ϕ_2' . D'autres tels que le roulis du bateau ou l'évolution temporelle de l'altitude de la palette n'ont tout simplement pas été mesurés. Par la suite, nous nous servons de la Figure 8.21 page 209 pour commenter l'influence des paramètres étudiés. Par soucis de concision, nous ne donnons pas les détails des configurations de chaque simulation, mais seulement les valeurs des paramètres étudiés. Les comparaisons sont faites sur des simulations où les autres paramètres sont figés.

8.3.2.1 Influence du levier extérieur L_e

La Figure 8.21(a) page 209 montre l'influence du levier extérieur L_e . La valeur utilisée pendant les essais expérimentaux est supposée être $L_e = 1,52$ m donc les premières simulations ont été lancées avec cette valeur. Nous constatons qu'une valeur de $L_e = 1,54$ m dans les simulations

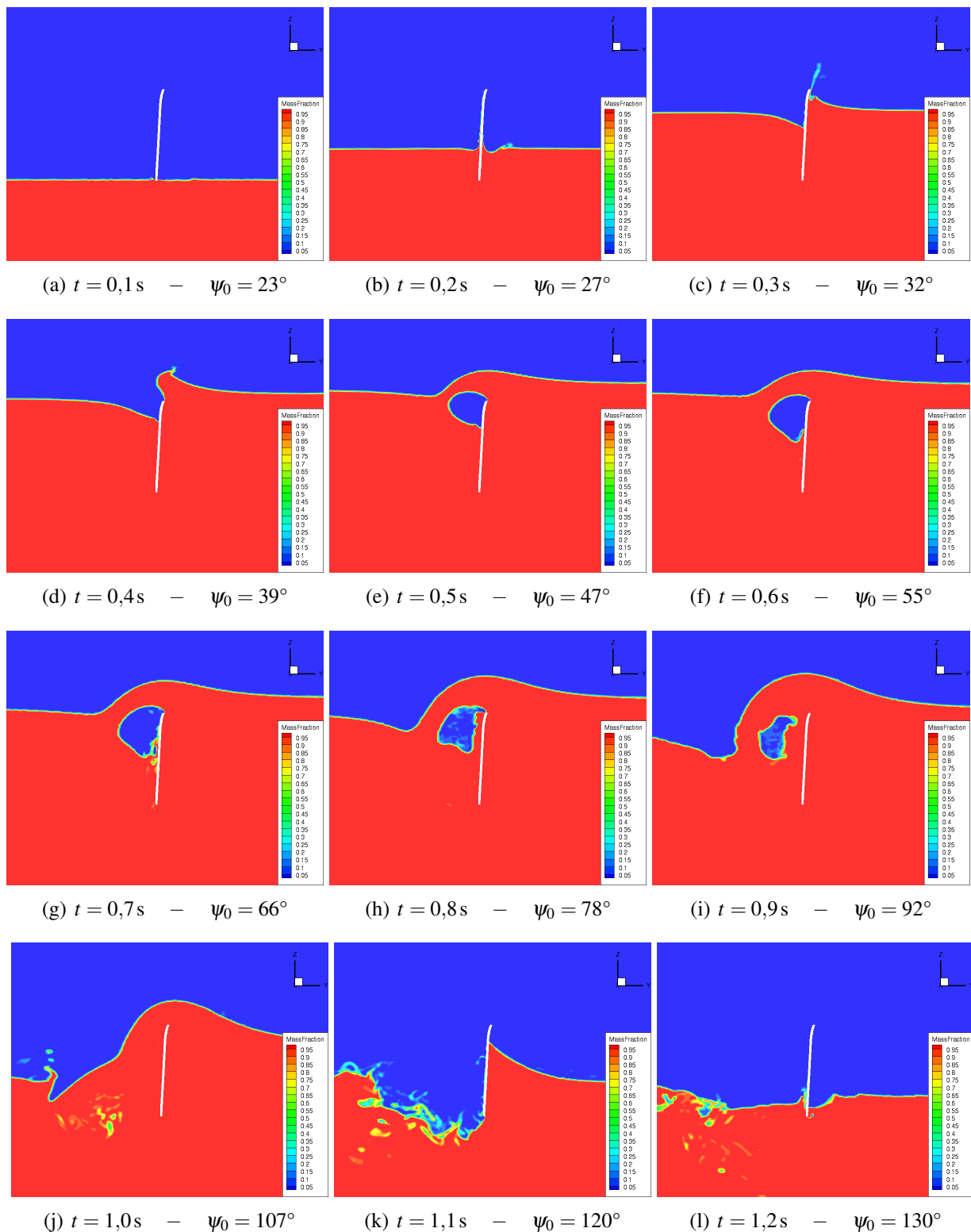


FIGURE 8.17 – Evolution du champ de fraction volumique issue de la simulation sur maillage fin pour le coup d'aviron en condition in situ (essai F001) pris dans une coupe située au milieu de la palette dans un plan vertical.

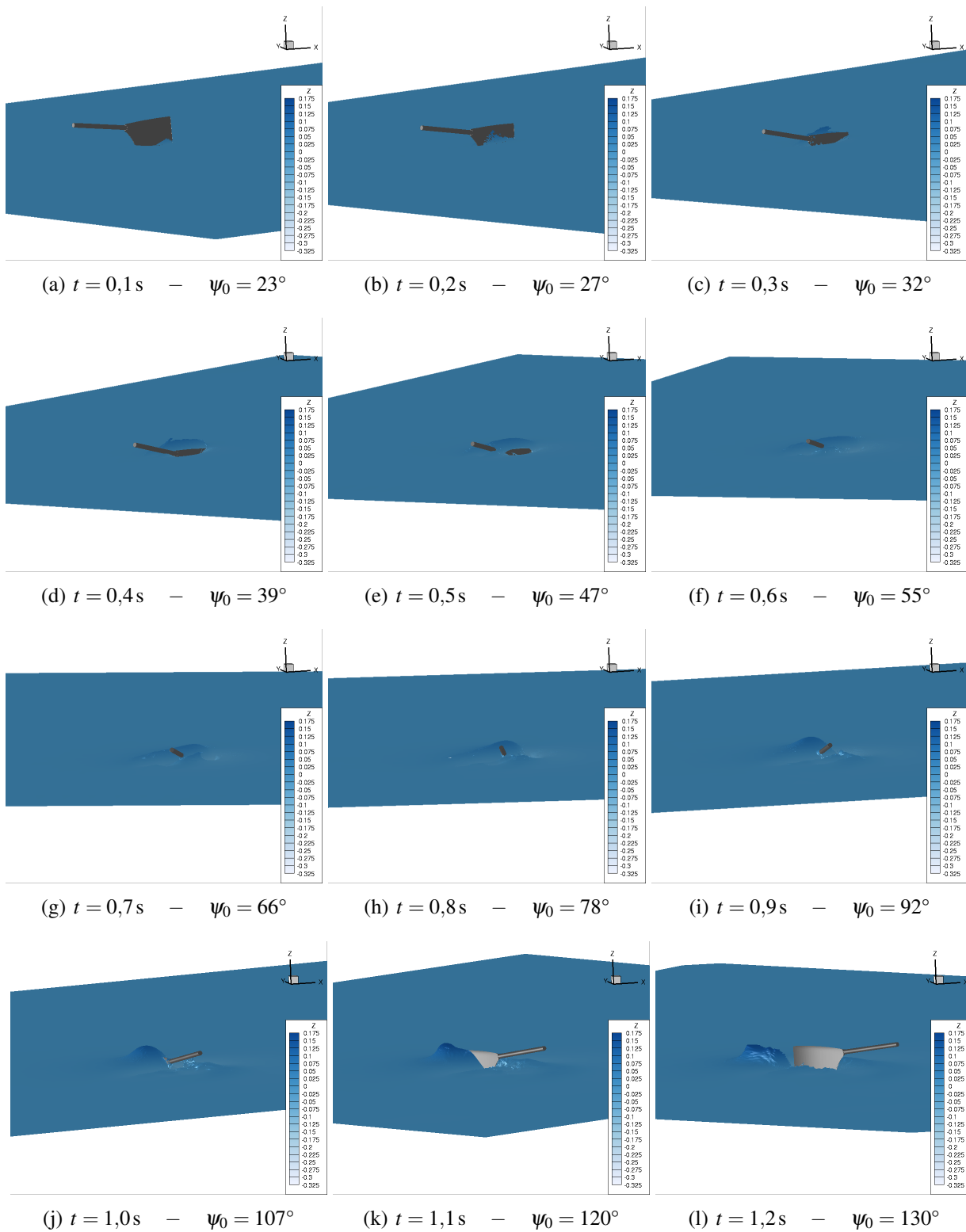


FIGURE 8.18 – Visualisation du coup d'aviron (en condition in situ, essai F001) avec coloration de la surface libre par sa coordonnée verticale.

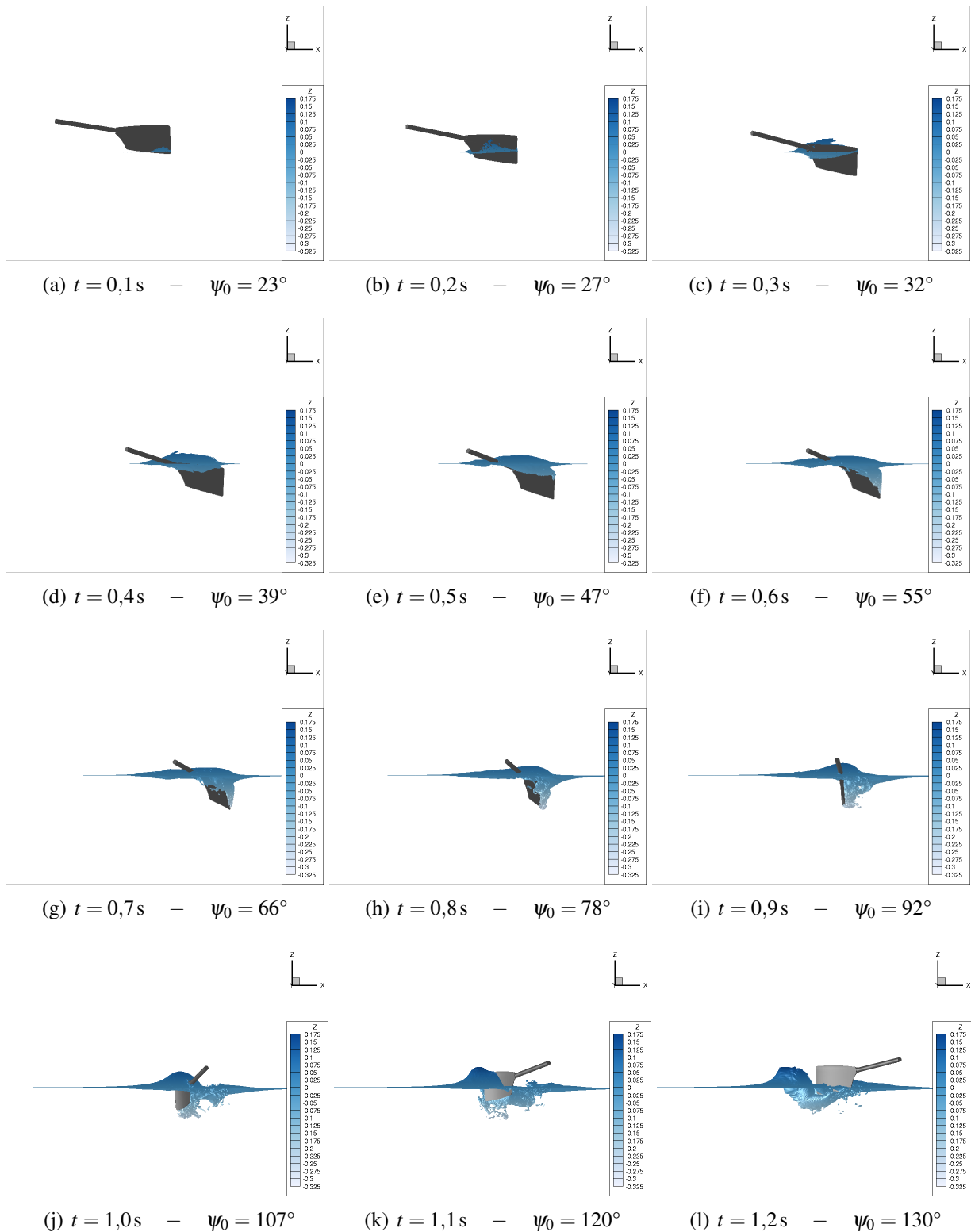


FIGURE 8.19 – Visualisation du coup d'aviron (en condition in situ, essai F001) avec coloration de la surface libre par sa coordonnée verticale. Vue latérale, dans le sens coque vers rive.

permet d'atténuer les écarts avec les résultats expérimentaux. Puisque les moments M_{fz} étaient inférieurs et que nous utilisons un levier extérieur plus grand, à cinématique constante, il est normal que les nouveaux efforts numériques soient supérieurs, en valeur absolue, aux anciens.

8.3.2.2 Influence de l'altitude de la surface libre z_{SL}

Comme expliqué en 8.1.5, il a fallu trouver une référence verticale pour positionner la palette par rapport à la surface libre, ou, en pratique, l'inverse. La Figure 8.21(b) page 209 montre deux positions de surface libre différentes : $z = SL = -0,390$ m et $z = SL = -0,375$ m. A nouveau, l'influence de ce paramètre se comprend facilement. Plus la surface libre est haute, plus la pelle est immergée et plus les efforts hydrodynamiques sont importants. Cependant, l'écart d'altitude est minimale pour cette étude et l'altitude utilisée dépend de la précision de la procédure de détection du contact de la palette dans l'eau. Celle-ci n'est pas parfaite et génère des incertitudes supplémentaires. En effet, nous estimons qu'un faible décalage de 0,05 s sur l'instant du contact entraîne une erreur d'environ 2 cm sur la position de la surface libre.

8.3.2.3 Influence de l'angle d'immersion θ_1

Ne disposant pas de mesures pour le roulis du bateau, l'altitude de la palette est donc soumise à de fortes incertitudes. Nous avons essayé une méthode pour atténuer ce problème. Elle consiste à appliquer à l'angle d'immersion θ_1 de notre palette bâbord une moyenne des valeurs bâbord-tribord. La Figure 8.21(c) page 209 montre que cette stratégie permet d'obtenir une meilleure allure pour le profil du moment M_{fz} . En particulier, l'inflexion apparaissant vers $\psi_0 \approx 40^\circ$ est grandement limitée et l'avance angulaire en fin de phase propulsive est amoindrie.

8.3.2.4 Influence de l'angle de roulis de l'aviron ϕ_2^r

Pour les simulations, nous avons bloqué le DDL en rotation de l'aviron autour de son axe à un angle à un angle ϕ_2^r de -2° ou -3° . Ce choix n'est a priori pas à remettre en cause. Nous avons tout de même étudié l'influence de ce paramètre. La Figure 8.21(d) page 209 montre les efforts obtenus pour des valeurs de 0° (simulation partielle), -2° et -6° . D'après les résultats obtenus, il s'avère que les angles $\phi_2^r = -2^\circ$ (ou $\phi_2^r = -3^\circ$), donnent les résultats les plus proches de la référence expérimentale. Cet angle correspond au paramètre expérimental supposé et classiquement utilisé par les rameurs.

8.3.2.5 Influence du tangage du bateau

Nous avons étudié l'influence du tangage du bateau par une loi d'évolution assez simple. Elle consiste à faire évoluer linéairement l'angle de tangage du bateau en fonction de l'angle de balayage de l'aviron. La valeur du tangage à la prise d'eau est de -1° (proue du bateau dirigée vers le bas quand le rameur est en position « sur l'avant ») et celle au dégagé est de 1° (poupe du bateau dirigée vers le bas quand le rameur est en position « sur l'arrière »). La Figure 8.21(e) page 210 montre deux simulations, avec et sans cette loi. Cette correction améliore de manière mineure les résultats de l'essai B002.

8.3.2.6 Influence du coefficient de flexibilité K_{lin} de l'aviron

Les incertitudes sur les coefficients de flexibilité K_{lin} et K_{ang} sont mineures et ne devraient pas avoir d'influence sur les résultats obtenus. Cependant, une autre source d'erreur apparaît. L'angle de balayage mesuré par le potentiomètre au niveau de la dame de nage correspond nécessairement au manche fléchi. Or, la cinématique imposée à la palette pour les simulations se base sur cette donnée. Bien que l'angle de déflexion soit faible à cet endroit (cf. angle $\Delta\alpha_{sup}$ sur la Figure 8.20), cela entraîne une surestimation des déflexions linéaire et angulaire dans les simulations. Comme les angles α et $\Delta\alpha_{sup}$ évoluent linéairement en fonction de l'effort imposé sur la palette, il aurait été préférable, en toute rigueur, d'imposer des déflexions linéaire $f - \Delta f_{sup}$ et angulaire $\alpha - \Delta\alpha_{sup}$ et de fixer les paramètres du modèle de flexion en fonction de cette approche. Pour ce faire, il aurait fallu que l'angle de déflexion angulaire au niveau du manchon soit également mesuré sur le banc spécifique mais cela n'a pas été fait. Il est toutefois possible d'estimer cet angle à l'aide du modèle de flexion.

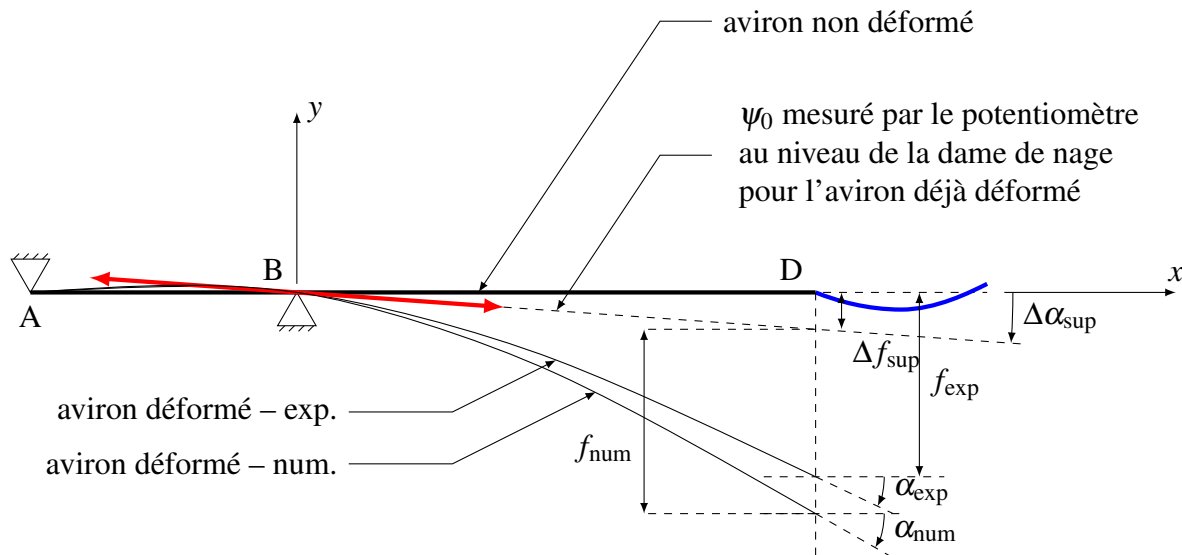


FIGURE 8.20 – Défaut de modélisation de la poutre dans les simulations de l'essai en conditions in situ

Afin d'éviter la surestimation des déflexions, il faudrait donc recalibrer les coefficients du modèle de flexion et cela aurait pour conséquence de rigidifier davantage le manche, c'est-à-dire augmenter K_{lin} et K_{ang} . Nous avons alors effectué deux simulations en prenant des coefficients définis de manière totalement arbitraire : une configuration où ils sont doublés, une autre où ils sont diminués d'un tiers. La Figure 8.21(f) page 210 montre les résultats. Nous constatons les effets majeurs de la flexibilité du manche sur le profil d'effort obtenu, à cinématique imposée. L'aviron plus rigide (K_{lin} et K_{ang} doublés) augmente la valeur maximale de M_{fz} mais a aussi tendance à augmenter les écarts avec la référence expérimentale dans l'intervalle angulaire $[30^\circ, 70^\circ]$. Nous pouvons justifier cela par le fait qu'il est possible que le décollement de la poche d'air située derrière la palette survienne plus tôt car l'aviron possède une vitesse angulaire plus importante. En revanche la diminution d'un tiers de la rigidité du manche semble améliorer globalement les résultats. Cette tendance va à l'inverse de ce que nous souhaitons et du raisonnement exposé au paragraphe précédent. Nous ne pouvons l'expliquer et il est possible que les incertitudes sur l'en-

semble des paramètres expérimentaux conduisent à ce cas favorable.

8.3.2.7 Influence des effets visqueux

Nous avons effectué une simulation en utilisant le modèle de turbulence $k - \omega$ SST de Menter pour l'essai B002. La Figure 8.21(g) page suivante montre que cela n'apporte aucune amélioration des résultats et confirme les conclusions de Leroyer et coll. [114], à savoir que les effets visqueux sont négligeables pour ce type d'écoulement.

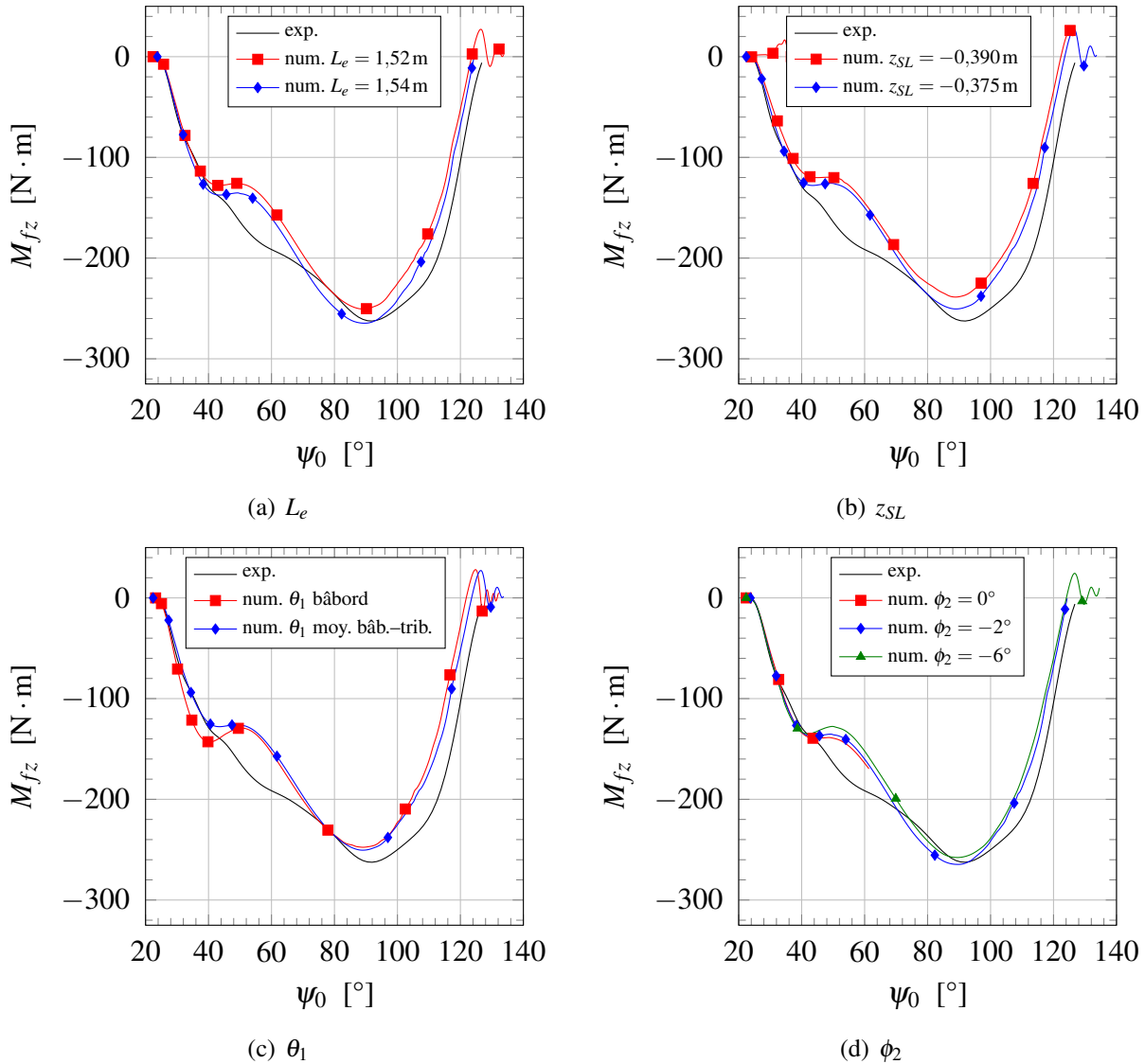
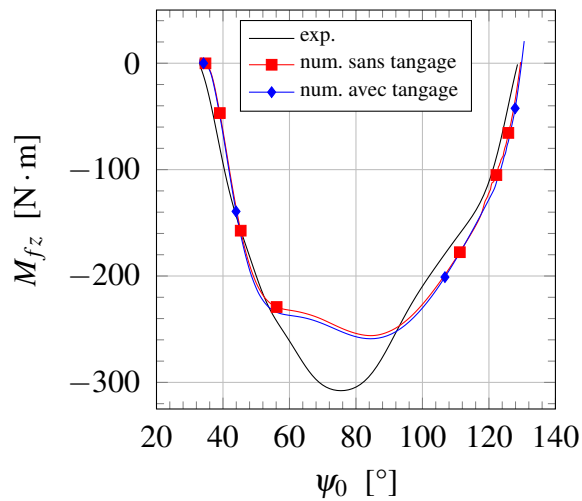
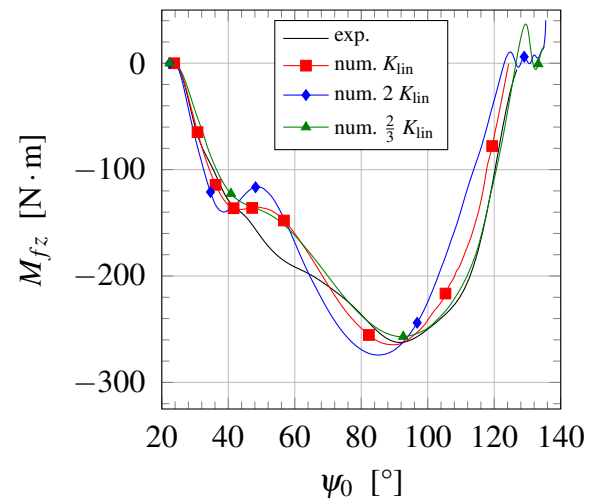


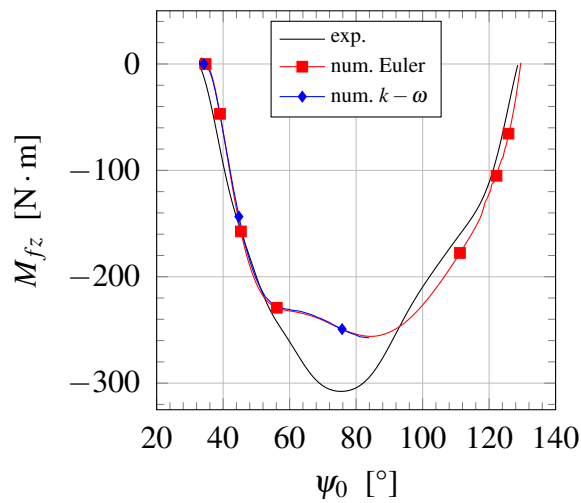
FIGURE 8.21 – Influence de multiples paramètres sur les simulations de coup d'aviron en conditions in situ (suite page 210)



(e) tangage du bateau



(f) K_{in}



(g) modèle de turbulence

FIGURE 8.21 – (suite) Influence de multiples paramètres sur les simulations de coup d'aviron en conditions in situ

8.4 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons montré que la validation d'une procédure de simulation numérique d'un coup d'aviron repose nécessairement sur une complémentarité avec des essais expérimentaux.

Nous nous sommes appuyés sur une campagne d'essais effectués en conditions écologiques. Les mesures ont été faites sur un bateau instrumenté dans lequel deux rameurs de niveau élite ont exécuté plusieurs coups d'aviron à une cadence d'entraînement. La dynamique du bateau, la cinématique de l'aviron par rapport au bateau et les moments de flexion et de torsion de l'aviron ont été mesurés. De ces enregistrements, il a été possible de reconstruire la cinématique d'un point de la palette et de s'en servir comme donnée d'entrée aux simulations numériques. Cependant, celle-ci est définie à une référence verticale près. Une procédure spécifique a alors été mise en place pour estimer cette référence. Par ailleurs, l'angle d'immersion de l'aviron est soumis à une incertitude car le roulis du bateau n'a pas pu être déterminé via les mesures expérimentales.

Les simulations numériques reproduisent ce coup d'aviron réel et les profils de moment de flexion M_{fz} sont en assez bon accord avec les références expérimentales. Nous parvenons notamment à différencier les deux styles de rameurs. Nous avons réalisé une étude de convergence en maillage et nous avons montré qu'il y avait peu de différences dans les résultats entre des simulations faites avec un maillage assez grossier de $0,3 \cdot 10^6$ cellules et un maillage fin de $17,7 \cdot 10^6$ cellules.

L'influence de certains paramètres a été étudiée pour tenter d'atténuer les écarts que nous avons obtenus avec les valeurs expérimentales, principalement caractérisé par une inflexion de M_{fz} apparaissant dans la première moitié de la phase propulsive et responsable d'une sous-estimation des moments de l'ordre de 15 à 20 % au maximum. La meilleure correction a consisté à remplacer l'angle d'immersion de l'aviron bâbord par une moyenne de cet angle pour les avirons bâbord et tribord. Cela avait pour but d'imiter le roulis du bateau, qui était considéré comme nul auparavant. L'influence de la flexibilité de l'aviron sur les résultats a également été étudiée.

Bien qu'il ne faille pas douter de la rigueur des expérimentateurs, cette étude montre que ce type de mesure est soumis à un grand nombre d'incertitudes pouvant expliquer en partie les écarts entre les essais et nos simulations. Dans une éventuelle nouvelle campagne expérimentale in situ, il faudrait au minimum que le roulis du bateau soit mesuré et qu'une méthode précise soit mise en place pour détecter l'instant auquel l'aviron entre en contact avec l'eau, c'est-à-dire l'attaque du coup d'aviron. A défaut d'avoir une mesure précise du roulis du bateau, il faudrait connaître l'orientation de l'aviron dans le référentiel galiléen. Les centrales inertielles, légères et compactes, permettent en principe d'obtenir ce type d'information. Une étude de faisabilité a alors été effectuée, dont les essais ont été faits en laboratoire, à l'Institut P' de Poitiers. Le but était de comparer les centrales inertielles au système Vicon de capture de mouvement par marqueurs 3D et caméras infrarouges. Il s'est avéré que la précision obtenue par les centrales inertielles ne correspondait pas à celle que nous souhaitions. Un extrait du rapport d'étude est mis en annexe B.

Simulations de l'écoulement autour de la palette en bassin des carènes

Une campagne expérimentale a été menée en août 1999 au LHEEA, au bassin de traction, à la suite des travaux menés par Sophie Barré dans le cadre de sa thèse [7]. Les expérimentateurs ont conçu un moyen précis, maîtrisé et répétable pour générer un coup d'aviron simplifié. Celui-ci est obtenu par un bras rotatif générant le mouvement de rotation de l'aviron et par la translation du chariot du bassin à vitesse constante remplaçant le bateau. Cette configuration permet aussi de découpler l'étude du système propulsif (la palette) de celle du moteur (rameur). Il est alors possible d'observer, caractériser et modéliser les efforts hydrodynamiques en fonction de plusieurs paramètres.

Dans ce chapitre, nous présentons la configuration expérimentale c'est-à-dire les moyens d'essais et les types d'essais effectués. Ensuite, nous décrivons la configuration numérique mise en place. Puis, nous détaillons les simulations effectuées pour reproduire les coups d'aviron simplifiés générés par le bras rotatif. En dernier lieu, nous donnons les conclusions de ces simulations.

9.1 Configuration expérimentale

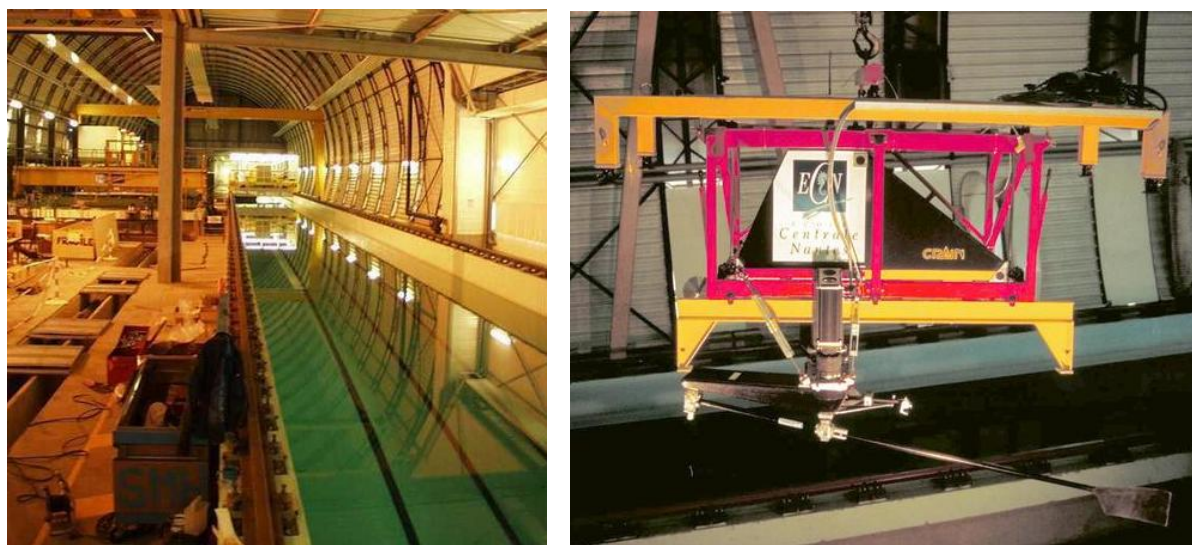
9.1.1 Le dispositif expérimental

Le LHEEA est muni de nombreux moyens expérimentaux ayant, pour une grande partie, l'objectif d'étudier des problèmes d'hydrodynamique navale. Il est également composé de chercheurs et de techniciens ayant acquis l'expérience nécessaire pour mettre en place des campagnes expérimentales et concevoir des systèmes dédiés, comme celui présenté ici.

9.1.1.1 Le bassin de traction

En 1999, le bassin de traction de l'ECN (cf. Figure 9.1(a) page suivante) avait une longueur de 70 m¹, une largeur de 5 m et une profondeur de 3 m. La longueur est suffisante pour qu'un coup d'aviron soit généré, en tenant compte des phases d'accélération et de décélération du chariot. Compte tenu de la longueur importante d'un aviron, il a été nécessaire de décentrer l'axe de

1. Aujourd'hui, le bassin a une longueur de 140 m.



(a) bassin de traction

(b) plateforme dynamométrique et bras rotatif

FIGURE 9.1 – Photographie du dispositif expérimental de génération de coup d'aviron simplifié en bassin de traction

rotation du bras rotatif générant le coup d'aviron par rapport au plan milieu du bassin, généralement confondu avec le plan milieu des carènes testées. Ce décalage permet d'avoir une marge plus importante entre la paroi verticale du bassin et la palette, en particulier quand l'axe de l'aviron est perpendiculaire au bassin (c'est-à-dire au milieu du coup d'aviron). La profondeur du bassin est très grande devant la corde de la palette donc les effets de fond sont négligeables.

9.1.1.2 La plateforme dynamométrique

Dans les années 1990, le laboratoire a participé, en partie dans le cadre de la thèse de Corinne Talotte [171], au projet lié à l'*America's Cup* et a mis au point, pour le bassin des carènes, un dynamomètre à six composantes permettant de mesurer forces et moments appliqués sur des maquettes de bateau dont le déplacement peut aller jusqu'à 500 kg. Ces capacités sont suffisantes pour la problématique de génération de coup d'aviron donc la plateforme dynamométrique (partie en rouge sur Figure 9.1(b)) a été réutilisée pour cette campagne expérimentale.

Les forces sont acquises sur la plateforme par des jauges de contraintes, reliées à la partie sensible de la balance par des tiges usinées limitant le couplage entre les différentes composantes. Une colonne verticale permet d'une part de transmettre les efforts à la partie sensible et d'autre part d'assembler les montages spécifiques propres à chaque étude. Dans ce cas, le moteur, le bras rotatif et le mécanisme de transmission y sont fixés. Cette disposition permet de s'affranchir des efforts internes de la transmission pour ne mesurer que les efforts hydrodynamiques appliqués à la palette, additionnés aux efforts aérodynamiques et d'inertie qu'il faut retrancher par des procédures adéquates.

9.1.1.3 Le bras rotatif

Un bras rotatif, visible sur la Figure 9.1(b) et schématisé sur la Figure 9.2 page ci-contre, a été conçu spécifiquement pour ce type d'essai. Afin de diminuer au maximum son inertie, il est

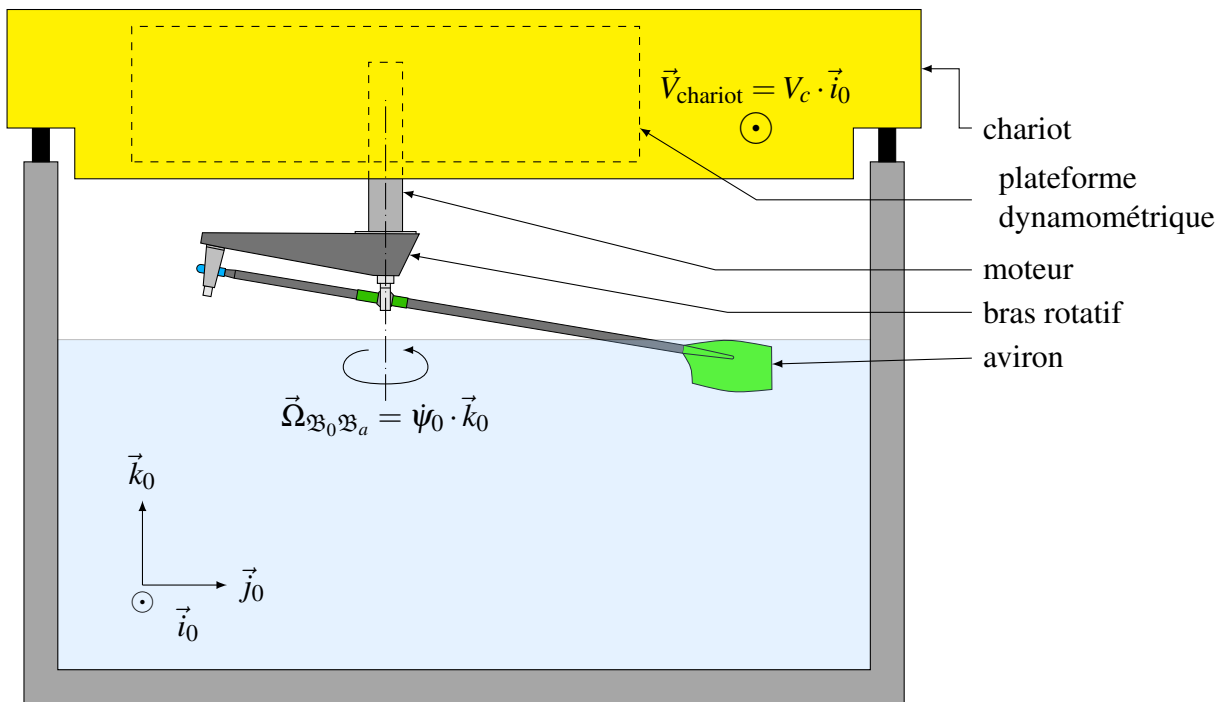


FIGURE 9.2 – Schématisation de la configuration expérimentale d'un coup d'aviron simplifié effectué en bassin de traction (dimensions non réelles)

constitué d'un caisson en fibres de carbone. Il est en liaison complète avec l'aviron en deux points, comme dans le cas réel, c'est-à-dire au niveau de la poignée et de la dame de nage. Ce bras a été conçu en s'assurant que la valeur de la première fréquence propre soit suffisamment élevée.

9.1.1.4 Le groupe moto-réducteur asservi

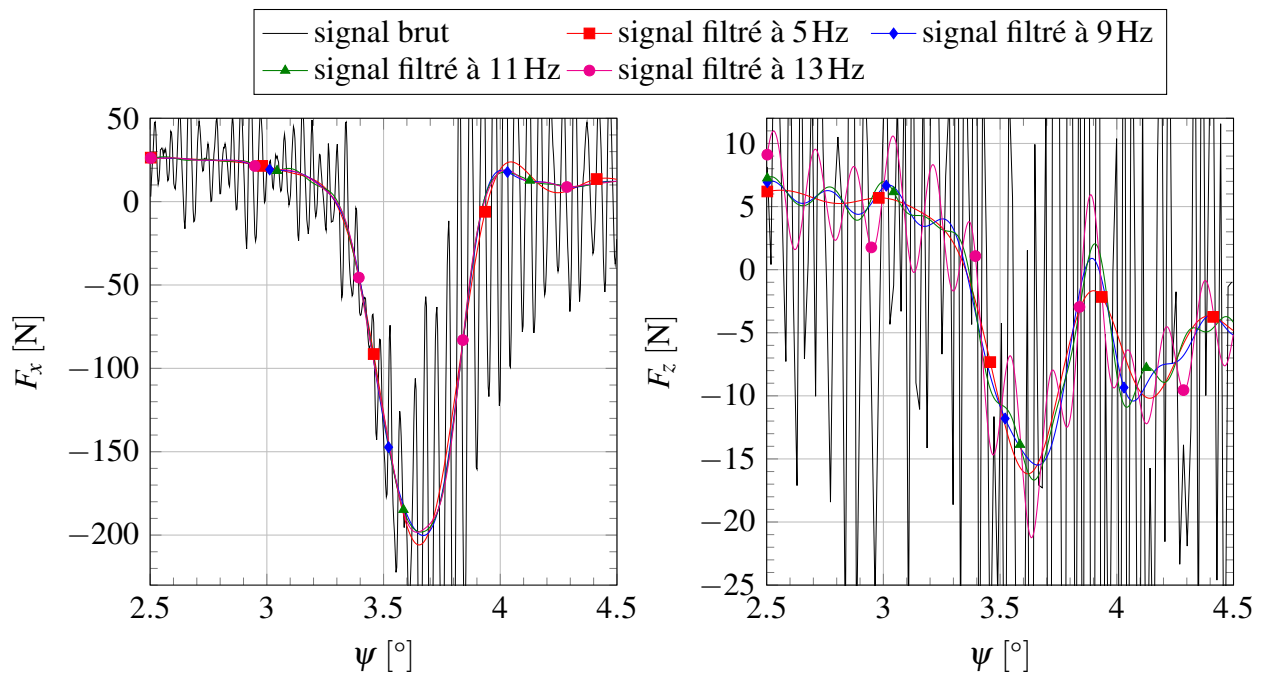
Le groupe moto-réducteur est constitué d'un moteur *brushless* à forte puissance spécifique. La commande du moteur est assurée par un variateur piloté numériquement qui impose au moteur de suivre une consigne de déplacement ou de vitesse. Cette consigne est calculée par l'utilisateur et transférée sous forme de fichiers au variateur. Elle est échantillonnée à une fréquence de 200 Hz. Pour reprendre le même vocabulaire que celui utilisé lors des essais, nous parlerons de *came* pour désigner la consigne de loi en rotation, c'est-à-dire l'évolution de l'angle ψ_0 ou de la vitesse angulaire $\dot{\psi}_0$ au cours du temps.

La mémoire interne est toutefois limitée à 1024 points. Si des points consécutifs possèdent la même vitesse, alors il est tout de même possible de les simplifier à un unique point et d'indiquer le nombre de répétitions. Finalement, cette limitation n'est pas trop gênante.

9.1.1.5 L'acquisition des données et pré-traitements

9.1.1.5.1 Acquisition et stockage des données

La carte d'acquisition est une Keithley DAS1602 sur 12 bits. Elle est installée sur un micro ordinateur et l'acquisition et le stockage des données sont réalisés à une fréquence de 500 Hz. Dans chaque fichier, huit grandeurs sont enregistrées : les six composantes d'efforts, la position et


 FIGURE 9.3 – Exemples de filtrages sur les signaux bruts des efforts F_x et F_z aux jauges

la vitesse angulaire. Celles-ci sont exprimées en Volt et un pré-traitement est nécessaire pour les transformer dans leurs unités réelles, comme expliqué en 9.1.1.5.2.

9.1.1.5.2 Reconstitution des efforts à partir des mesures sur les capteurs

Cette procédure a été mise en place par Talotte [171] et nous la résumons. Les conditionneurs placés sur la plateforme donnent des mesures en Volt pour les composantes d'efforts. Un étalonnage, effectué en appliquant une charge connue composante par composante, permet d'établir une matrice de transformation². La multiplication de cette matrice par le vecteur des mesures (en V) permet donc d'obtenir le vecteur des efforts (en N ou N · m).

9.1.1.5.3 Filtrage

Les acquisitions contiennent des parasites de différentes natures. Ils contiennent des excitations extérieures provenant de l'environnement expérimental. Il s'agit principalement des bruits de roulement et de plateforme. Un filtrage passe-bas a été appliqué aux signaux d'efforts en prenant les précautions nécessaires aux extrémités des signaux pour ne pas introduire d'ondulations parasites³. La Figure 9.3 montre des exemples de signaux expérimentaux bruts et des filtrages avec plusieurs fréquence de coupure, allant de 5 à 13 Hz. Il apparaît par exemple qu'une fréquence de coupure à 5 Hz est trop basse pour F_x car la valeur maximale est trop faible. A l'inverse, une fréquence de coupure à 13 Hz est trop élevée pour F_z car trop d'ondulations sont présentes. Finalement, nous avons choisi d'utiliser une fréquence de coupure à 11 Hz, bien qu'une valeur plus basse aurait probablement été tout autant acceptable.

2. En réalité, cette procédure est plus complexe mais nous résumons l'idée générale.

3. Les signaux bruts ont alors été artificiellement étendus avant et après l'enregistrement.

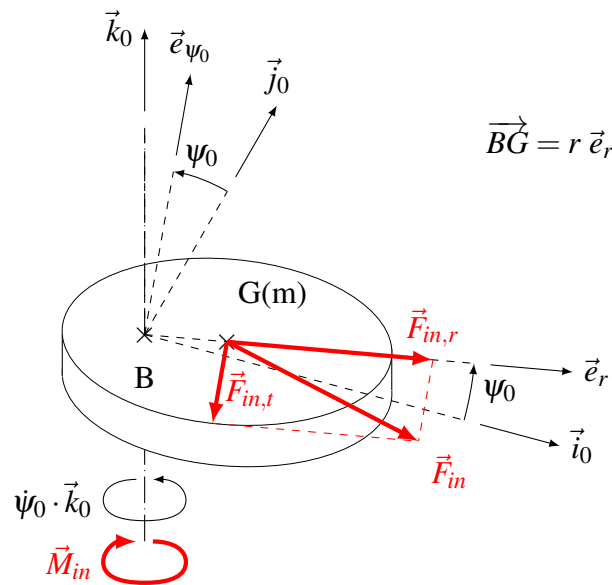


FIGURE 9.4 – Modélisation des efforts inertiels pour l'ensemble bras rotatif–aviron

9.1.1.5.4 Equilibrage statique et mesure des inerties

Par soucis d'allègement de la masse, les expérimentateurs ont fait le choix de ne faire qu'un équilibrage statique pour l'ensemble bras–aviron. Cela a consisté à ajouter un contrepoids, placé dans le plan de symétrie du bras (vertical et contenant l'axe de rotation), de l'autre côté du bras par rapport à l'axe de rotation. Le contrepoids est visible sur la Figure 9.1(b) page 214. Cette procédure évite de générer des efforts inertiels verticaux mais l'effort radial et les moments subsistent. Des essais avec l'ensemble bras–aviron en rotation dans l'air ont été effectués, permettant de calculer les moments d'inertie. A partir de ces essais (en particulier l'essai n° 167 du Tableau 9.2 page 223), nous décrivons la méthode que nous avons employée pour évaluer la résultante dynamique radiale et le moment dynamique, les deux autres moments M_x et M_y n'étant pas considérés dans notre étude.

Comme nous décidons de ne corriger que les efforts F_x et F_y ainsi que le moment M_z , nous choisissons de simplifier l'ensemble bras–aviron à un disque dont la masse m est uniformément répartie. Le centre de gravité G du disque est décalé de l'axe de rotation (B, \vec{k}_0) d'une distance algébrique r , comme indiqué sur la Figure 9.4, ce qui a pour effet de créer une force d'inertie \vec{F}_{in} quand le disque est mis en rotation à une vitesse angulaire ψ_0 , constituée d'une composante radiale $\vec{F}_{in,r}$ et d'une composante tangentielle $\vec{F}_{in,t}$.

Les résultantes et le moment dynamiques s'expriment par les formules suivantes :

$$\vec{F}_{in,r} = m r \psi_0^2 \vec{e}_r \quad , \quad \vec{F}_{in,t} = -m r \dot{\psi}_0 \vec{e}_{\psi_0} \quad \text{et} \quad \vec{M}_{in} = -(C_{air} \psi_0^2 + C \dot{\psi}_0) \vec{k}_0 \quad , \quad (9.1)$$

où C_{air} est le coefficient de frottement fluide de l'air et C le moment d'inertie suivant l'axe vertical.

Les jauges mesurent les efforts dans le repère associé à la plateforme dynamométrique, ou, quand le chariot est immobile, dans le repère du bassin considéré comme galiléen. En exprimant ces efforts dans le repère tournant associé au disque, il est donc possible d'après les relations (9.1), de déterminer le produit $m r$ et les coefficients C et C_{air} pour des portions où l'accélération angulaire est soit nulle soit constante, comme l'essai proposé sur la Figure 9.5(a) page suivante où la vitesse angulaire est représentée en fonction du temps.

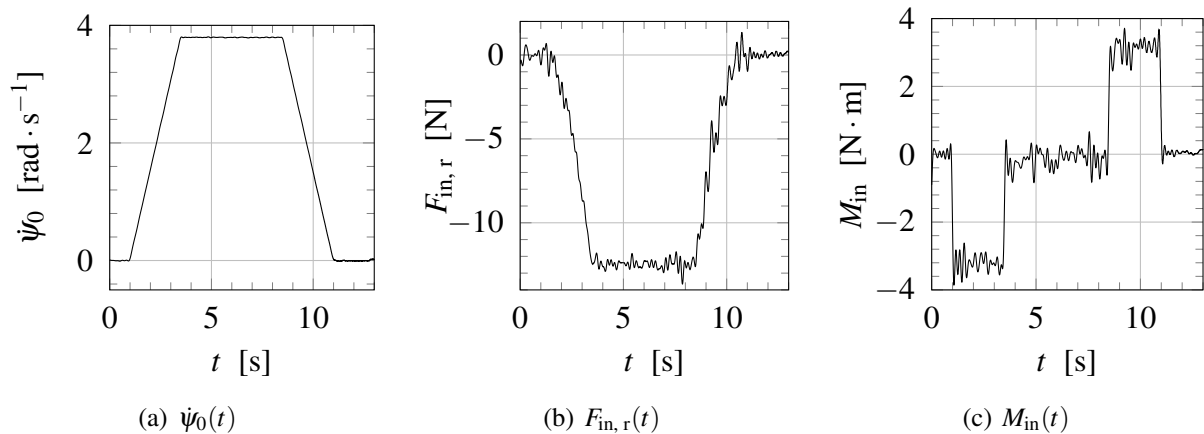


FIGURE 9.5 – Détermination des inerties de l'ensemble bras rotatif–aviron par un essai spécifique

A l'aide de la Figure 9.5(b), nous pouvons déterminer le produit $m r$ dans la zone où la vitesse est constante (partie centrale). L'effort $F_{in,r}$ étant négatif, cela montre que $m r$ l'est aussi et comme $m > 0$ alors $r < 0$. Cela indique que, malgré le rééquilibrage des masses, la répartition des masses penche toujours du côté du bras. L'application numérique donne $m r = -0,866 \text{ kg} \cdot \text{m}$.

Avec le tracé du moment suivant l'axe vertical donné en Figure 9.5(c), nous pouvons tout d'abord déterminer le coefficient de friction de l'air dans la partie centrale. Nous obtenons alors $C_{air} = 6,14 \cdot 10^{-3} \text{ kg} \cdot \text{m}^2$. A l'aide de ce coefficient, il est possible de calculer le couple résistant provenant des frottements de l'air et de l'ôter du moment total. Ainsi, nous pouvons déterminer le moment d'inertie C dans les zones où l'accélération est constante, c'est-à-dire en début et fin d'essai quand la vitesse angulaire augmente linéairement. Le moment est alors constant, aux fluctuations parasites près. Nous moyennons les deux situations et nous obtenons $C = 2,10 \text{ kg} \cdot \text{m}^2$.

Nous disposons aussi d'un coup d'aviron réaliste effectué « à vide », c'est-à-dire dans l'air et à chariot fixe, pour vérifier les coefficients précédemment déterminés. Il s'agit de l'essai n° 169 du Tableau 9.2. La loi de vitesse angulaire $\dot{\psi}_0$ en fonction de l'angle de balayage ψ_0 est donnée sur la Figure 9.6 page ci-contre. Les résultats des forces F_x et F_y et du moment M_z , en fonction de ψ_0 y sont représentés. Il est clair que le modèle d'inertie pour ces efforts permet de représenter très finement l'effort réel à vide. Nous retrancherons donc les efforts inertiels des essais expérimentaux pour les comparer directement aux efforts hydrodynamiques obtenus par simulation numérique.

9.1.2 Estimation des erreurs et répétabilité

Dans le cadre de ces essais, le matériel utilisé est relativement complexe et, combiné à un enchaînement de mesures, il en résulte de nombreuses sources d'imprécision. Cette dégradation de la précision provient des appareils, de l'environnement et des procédures d'acquisition et de traitement des signaux. Nous reprenons les valeurs données par Barré [7] en les synthétisant dans le Tableau 9.1 page 220, sans rappeler les causes exactes.

A première vue, ces incertitudes sont très raisonnables. Cependant, la combinaison de celles-ci entraîne, par propagation, des incertitudes sur des grandeurs d'intérêt comme la vitesse incidente. Nous développons plus en détails cette problématique au chapitre 10.

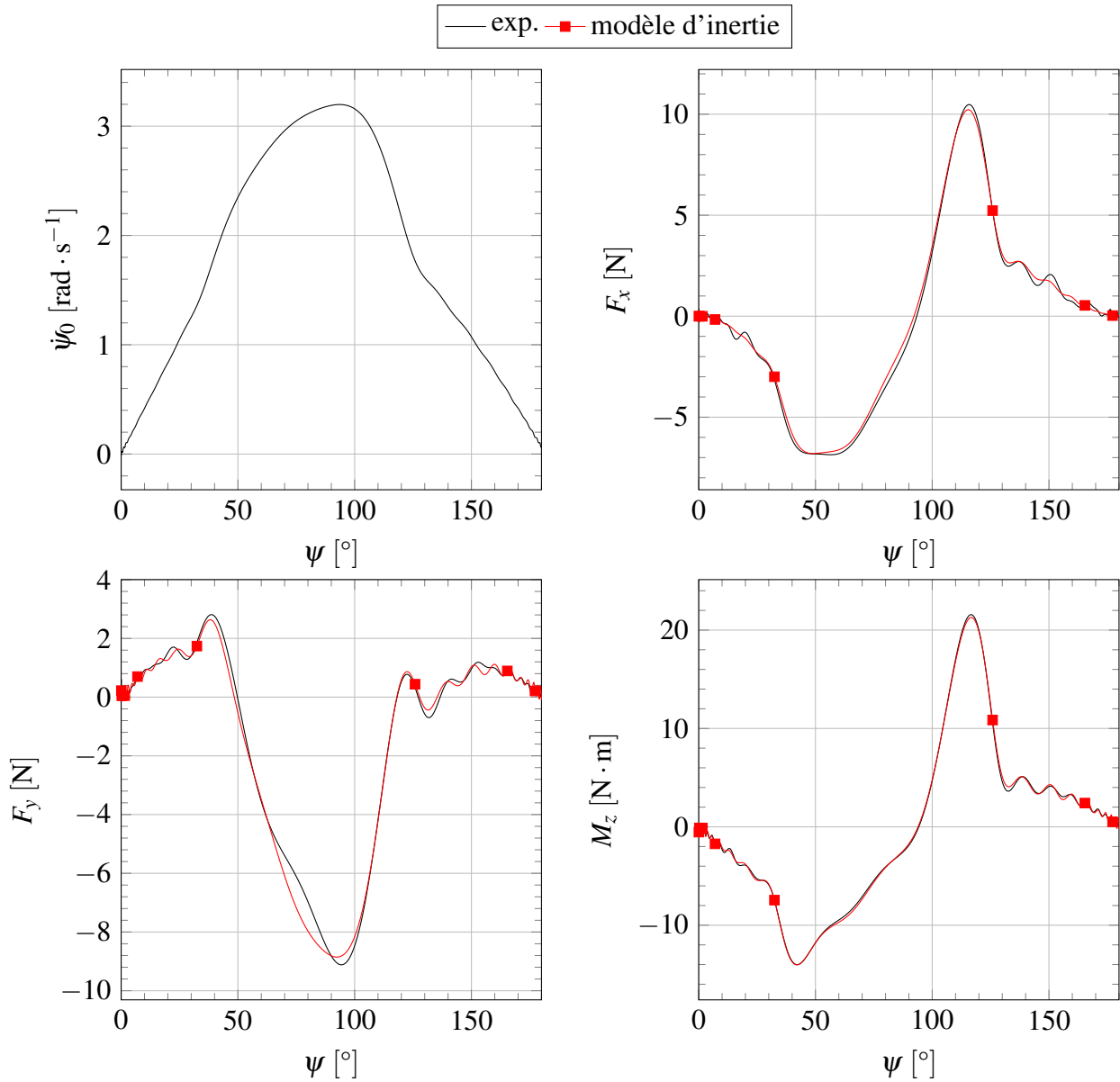


FIGURE 9.6 – Vérification des inerties de l'ensemble bras rotatif–aviron sur un coup d'aviron effectué « à vide » (essai n° 169)

Précision	
efforts	0,2 à 0,5 %
ψ_0	0,4°
$\dot{\psi}_0$	0,1 % (retard de 4 à 6 ms sur la commande)
vitesse chariot	0,3 %
θ_1 (immersion manche)	0,1°
correction inertie sur M_z	0,25 % de l'effort total
Répétabilité	
efforts	1 à 2 %

Tableau 9.1 – Synthèse des erreurs de précision et de répétabilité pour les moyens de mesures utilisés pour le coup d'aviron simplifié en bassin de traction

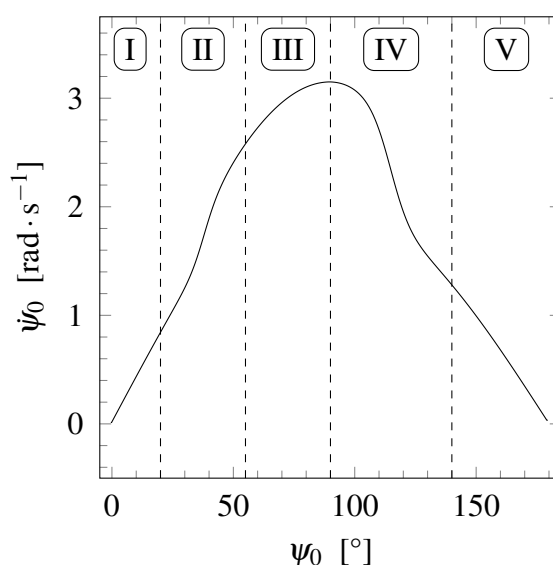


FIGURE 9.7 – Décomposition du coup d'aviron simplifié en cinq phases : (I) cinématique neutre, (II) prise d'eau, (III) rendement cinématique constant, (IV) dégagé, et (V) phase d'arrêt

9.1.3 Les essais effectués

Barré et coll. [7, 8] ont mis au point une loi angulaire de coup d'aviron simplifié en se basant sur la littérature (Wellicome [183]) et sur les observations des entraîneurs sportifs. Comme il n'est pas possible d'effectuer les étapes de prise d'eau et de dégagé, un essai se déroule avec la palette complètement immergée donc il a fallu définir une cinématique particulière pour que la partie d'intérêt du coup d'aviron ne soit pas perturbée. Nous décrivons cette procédure ci-après.

9.1.3.1 Came

La came, ou loi d'évolution de la vitesse angulaire $\dot{\psi}_0$ en fonction de l'angle de balayage ψ_0 , se décompose en cinq étapes représentées sur la Figure 9.7 et décrites ci-après.

9.1.3.1.1 cinématique neutre

Dans une relation que nous montrons au chapitre 10 (équation (10.2)), la vitesse incidente, c'est-à-dire la vitesse de l'eau par rapport à la palette, s'exprime dans le repère associé au manche rigide par :

$$\vec{V}_I = -V_c \cos \psi_0 \vec{i}_a + (-L_I \cos \theta_1 \dot{\psi}_0 + V_c \sin \psi_0) \vec{j}_a, \quad (9.2)$$

où I est un point caractéristique sur la palette à une distance L_I de l'axe de rotation suivant l'axe du manche, V_c la vitesse du chariot (constante), θ_1 l'angle d'immersion (constant) de l'aviron, et ψ_0 l'angle de balayage de l'aviron.

La corde de la palette est déviée d'un angle γ par rapport à l'axe du manche. Dans le repère \mathfrak{R}_c correspondant, la vitesse incidente s'exprime comme suit :

$$\begin{aligned} \vec{V}_I = & [-V_c \cos \psi_0 \cos \gamma + \sin \gamma (V_c \sin \psi_0 - L_I \cos \theta_1 \dot{\psi}_0)] \vec{i}_c \\ & + [V_c \cos \psi_0 \sin \gamma + \cos \gamma (V_c \sin \psi_0 - L_I \cos \theta_1 \dot{\psi}_0)] \vec{j}_c. \end{aligned} \quad (9.3)$$

L'appellation *cinématique neutre* correspond à une vitesse incidente dont la composante ortho-radiale dans le repère associé à la corde de la palette est nulle. Cela conduit à la relation suivante :

$$\dot{\psi}_0(\psi_0) = \frac{V_c}{L_I \cos \theta_1} \sin(\psi_0 + \gamma) \underset{\gamma=0}{=} K \sin \psi_0, \quad (9.4)$$

où K est une constante prenant la valeur maximale de la vitesse angulaire : $K = \dot{\psi}_{0,\max}$.

La relation (9.4) est le type de loi appliquée en début de mouvement, avant l'angle de prise d'eau supposé, pour ne pas perturber l'écoulement.

9.1.3.1.2 Transition (prise d'eau)

Entre la phase de cinématique neutre et la phase centrale, il est nécessaire d'interpréter une étape de prise d'eau (aussi appelée « attaque », cf. 1.4.1.1). Dans un coup d'aviron réel, c'est une zone durant laquelle la vitesse de rotation augmente rapidement. Cette rapidité dépend de la largeur de l'intervalle angulaire dans lequel cette transition est appliquée (plus l'intervalle est petit, plus la prise d'eau est rapide). L'expression de la came pour cette étape est la même que dans l'étape suivante, pour l'intervalle $\psi_0 \in [\psi_0^{\text{att}}, \psi_0^{\text{att}} + \psi_0^{\text{rac}}]$.

9.1.3.1.3 Coup d'aviron – zone à rendement cinématique constant

Par des considérations que nous ne développerons pas, il est possible de définir un nombre caractéristique du coup d'aviron appelé rendement cinématique. Il est noté η_0 et défini par :

$$\eta_0 = \frac{V_c \sin \psi_0}{L_I \cos \theta_1 \dot{\psi}_0} = \frac{V_c}{L_I \cos \theta_1 K}, \quad (9.5)$$

et son inverse est notée Λ .

A l'aide des constantes

$$K_c = \frac{\Lambda V_c}{L_I \cos \theta_1} \quad \text{et} \quad K_0 = c_{K_0} \frac{K_c}{\Lambda}, \quad (9.6)$$

où c_{K_0} est un coefficient multiplicateur de K_0 , la loi de came est définie par

$$\begin{cases} \psi_0(\hat{\psi}_0) = \left\{ (K_c + K_0) + (K_c - K_0) \tanh \left[\left(\hat{\psi}_0 - \frac{\psi_0^{\text{att}} + \psi_0^{\text{rac}}}{2} \right) \frac{a}{\psi_0^{\text{rac}} - \psi_0^{\text{att}}} \right] \right\} \frac{\sin \hat{\psi}_0}{2}, \\ \hat{\psi}_0 = \psi_0 - \psi_0^{\text{pn}} * [1 - \tanh(a_m * (\psi_0 - \psi_{0,\text{ref}}))] \end{cases} \quad (9.7)$$

avec $a = 6$, $\psi_0^{\text{att}} = 20^\circ$ et $\psi_0^{\text{rac}} = 35^\circ$.

9.1.3.1.4 Transition (vers le dégagé)

Cette phase débute à partir de $\psi_0^{\text{deg}} = 90^\circ$ et prépare un dégagé fictif intervenant pour un angle $\psi_0^{\text{deg}} + \psi_0^{\text{rac}'} = 140^\circ$. De manière similaire à l'étape précédente, la came est définie par la loi :

$$\psi_0(\psi_0) = \frac{1}{2} \left\{ (K_c + K_{0,d}) - (K_c - K_{0,d}) \tanh \left[6 \frac{\psi_0 - \frac{\psi_0^{\text{deg}} + \psi_0^{\text{rac}'}}{2}}{\psi_0^{\text{rac}'}} - \psi_0^{\text{deg}} \right] \right\} \left\{ \sin(\psi_0 - \varepsilon \sin(\psi_0)) + \tan \gamma \cos(\psi_0 - \varepsilon \sin(\psi_0)) \tan(5 \psi_0) \tanh(5(\pi - \psi_0)) \right\}, \quad (9.8)$$

avec

$$K_{0,d} = \frac{0,9 K_c}{\Lambda c_\Lambda} \quad \text{et} \quad \varepsilon = -\pi, \quad (9.9)$$

où c_Λ est un autre paramètre ajustable pour le coup d'aviron.

9.1.3.1.5 Phase d'arrêt

De manière similaire à l'étape précédent la prise d'eau, il n'est pas possible de sortir la palette en fin de coup d'aviron. Les expérimentateurs ont alors décidé de terminer la rotation à $\psi_0 \approx 180^\circ$ avec une vitesse angulaire modérée pour éviter de solliciter de manière inutile la structure et les capteurs. La loi de l'étape précédente est également appliquée pour cette phase d'arrêt.

9.1.3.2 Portance nulle

Les essais commencent par une mise en vitesse du chariot pendant laquelle, dans une situation idéale, l'aviron devrait être dirigé parallèlement à la direction d'avancement. Cependant, cette configuration a pour effet d'exciter le manche, à cause de sa flexibilité, et cela perturbe fortement l'écoulement. Les expérimentateurs ont donc fait un essai préalable à chaque coup d'aviron, visant à trouver un angle ψ_0^{pn} de *portance nulle*. Le coup d'aviron débute alors à $\psi_0 = \psi_0^{\text{pn}}$ et non à $\psi_0 = 0^\circ$. Même avec cette nouvelle configuration de départ, des oscillations persistent et un taquet a été ajouté pour forcer la palette à s'y appuyer et à appliquer un effort de l'ordre d'une dizaine de Newton.

9.1.3.2.1 Essais à basses vitesses

Cinq essais ont été effectués à une vitesse de chariot relativement faible de $V_c = 2,6 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ et avec différents angles de roulis ϕ_2 pour l'aviron. La procédure a consisté à balayer l'aviron dans un intervalle angulaire restreint autour de $\psi_0 = 0^\circ$, avec une vitesse de rotation constante telle que la composante du vecteur vitesse orthogonale à l'avancement soit égale à 1 % de la vitesse d'avance du chariot. A posteriori la portance F_y est linéarisée et l'angle de portance nulle est déduite. Cette procédure est imparfaite à cause des effets de masse ajoutée apparaissant lors de la rotation, aussi lente soit elle. Il aurait fallu effectuer plusieurs essais, au moins deux en supposant une linéarité du phénomène, pour trouver par dichotomie l'angle de portance nulle. Sachant que toute la procédure d'un essai (mise en position, vérifications, essai, etc.) prend une vingtaine de minutes, ce choix aurait été trop coûteux et n'a donc pas été retenu.

type d'essai	# essai	V_c	ϕ_2^c	θ_1	ψ_0^{pn}	a_m	c_{K_0}
recherche portance nulle	17	2,6	12	9,5	0,00	4	1,00
recherche portance nulle	19	2,6	-4	9,5	0,00	4	1,00
recherche portance nulle	21	2,6	0	9,5	0,00	4	1,00
recherche portance nulle	27	2,6	4	9,5	0,00	4	1,00
recherche portance nulle	29	2,6	8	9,5	0,00	4	1,00
coup d'aviron	40	4,0	4	9,5	0,15	4	1,04
coup d'aviron	43	4,0	4	9,5	0,15	4	1,16
coup d'aviron	59	4,0	0	10,5	0,55	4	1,01
coup d'aviron	61	4,0	4	10,5	-0,10	4	1,03
coup d'aviron	63	4,0	10	10,5	-1,15	4	1,11
coup d'aviron	67	4,0	8	11,5	-1,02	4	1,10
coup d'aviron	99	4,1	4	11,5	-0,30	3	1,07
coup d'aviron	109	4,1	4	9,5	0,00	3	1,04
coup d'aviron	122	4,1	4	10,5	-0,16	3	1,05
coup d'aviron	147	4,1	12	11,5	-1,80	3	1,15
coup d'aviron	150	4,2	12	9,5	-1,30	3	1,12
coup d'aviron	151	4,2	4	9,5	-0,15	3	1,04
coup d'aviron	154	4,2	6	9,5	-0,45	3	1,06
calcul des inerties	167	0,0	-	-	-	-	-
came à vide	169	0,0	12	11,5	-1,90	3	1,15

Tableau 9.2 – Liste des essais utilisés pour le coup d'aviron en bassin de traction

9.1.3.2.2 Essais à vitesses nominales

Les coups d'aviron ont été effectués pour trois vitesses de chariot différentes : 4,0, 4,1 et 4,2 m · s⁻¹. Un angle de portance nulle a été également défini ou trouvé pour chaque essai, mais nous ne connaissons pas la procédure.

9.1.3.3 Essais utilisés

Le Tableau 9.2 recense les essais mentionnés dans ce manuscrit, avec les paramètres les caractérisant. Par la suite, nous utiliserons l'identifiant des essais pour éviter de rappeler tous les détails.

9.2 Configuration numérique

Comme au chapitre 8, nous expliquons ici la configuration numérique sur laquelle les simulations ont été effectuées.

9.2.1 Domaine de calcul

La palette utilisée a une longueur de référence $L_r = 0,477$ m. Elle est placée dans un domaine parallélépipédique de dimensions $5 \text{ m} \times 5 \text{ m} \times 3 \text{ m}$, dont le centre est l'origine du repère et coïncide initialement avec l'emplanture (le point D). La Figure 9.8 page ci-contre illustre le domaine de calcul obtenu pour l'essai n° 154.

La palette est orientée avec des angles d'immersion θ_1^r et de roulis $\phi_2^r = -\phi_2^e$ comme indiqué dans le tableau 9.2. La valeur de l'angle de balayage ψ_0^r dans cette configuration de référence est toujours nulle, c'est-à-dire que l'axe du manche est toujours dans le plan (zOx) de \mathfrak{R}_0 . Nous définissons la position de la surface libre comme étant le plan $z = 0$ m. Il reste alors à définir l'altitude de la palette par rapport à la surface libre. A cet effet, les expérimentateurs ont défini une altitude de référence pour le chariot. Quand la palette est orientée avec un angle d'immersion $\theta_1^r = 9,5^\circ$ et un angle de roulis nul, alors elle est à fleur d'eau, c'est-à-dire que le bord supérieur de la palette coïncide avec la surface libre. Il faut alors translater verticalement la palette pour obtenir cette configuration. La valeur de ce déplacement est trouvée par un script Python, avec lequel par ailleurs tous les maillages sont créés⁴. L'emplanture de la palette se trouve donc, dans cette configuration de référence, au point de coordonnées $(0, 0, -z_r)$, avec $z_r > 0$. Les deux autres valeurs de θ_1^r utilisées dans les essais sont de $10,5^\circ$ et $11,5^\circ$. Le cas échéant il faut donc appliquer à la palette une translation supplémentaire dirigée vers le bas et de valeur absolue $\Delta z = L_e (\sin(\theta_1^r - 9,5^\circ) - \sin(9,5^\circ))$.

Le choix de positionner et d'orienter la palette de cette façon est, d'une part, de reproduire la situation expérimentale exacte, et, d'autre part, de n'avoir à gérer qu'un mouvement plan pour la palette (au moins pour son mouvement imposé), c'est-à-dire la rotation autour de (D, \vec{k}_0) et les translations dans un plan horizontal. Etant donné que le domaine de calcul change pour chaque configuration d'essai, il est nécessaire d'en recréer en à chaque fois, donc de générer un nouveau maillage. Cela n'est pas gênant, puisque la procédure est complètement automatisée par le script mentionné précédemment.

9.2.2 Maillages

La procédure de maillage détaillée ici est proche de celle déjà décrite au chapitre 8. Une première différence est que nous avons remplacé la boîte de raffinement autour de la surface libre par un raffinement à partir d'une surface interne (cf. Figure 9.9(a) page 226). La hauteur des cellules est alors minimale proche de cette surface, de 1 mm pour les maillages fins à 2 mm pour les maillages grossiers, et sur plusieurs couches, puis elle augmente au fur et à mesure. Le résultat est similaire à la première approche. L'autre différence est qu'il n'y a plus qu'une seule boîte de raffinement « isotrope » autour de la palette⁵ (cf. Figure 9.9(b) page 226) mais celle-ci est plus grande et les cellules à l'intérieur y sont plus petites, pour s'assurer de bien capturer les déformations de la surface libre. Les dimensions des cellules dans cette boîte passent de $4 \text{ mm} \times 4 \text{ mm} \times 5 \text{ mm}$

4. Le script trouve l'altitude z_r du point le plus haut de la palette, pour $\theta_1^r = 9,5^\circ$ et $\phi_2^r = 0^\circ$. Comme la surface libre est à $z = 0$ m, alors il faut appliquer une translation verticale de valeurs $-z_r$ à la palette.

5. Il y en avait deux pour les essais reproduisant le coup d'aviron en conditions écologiques

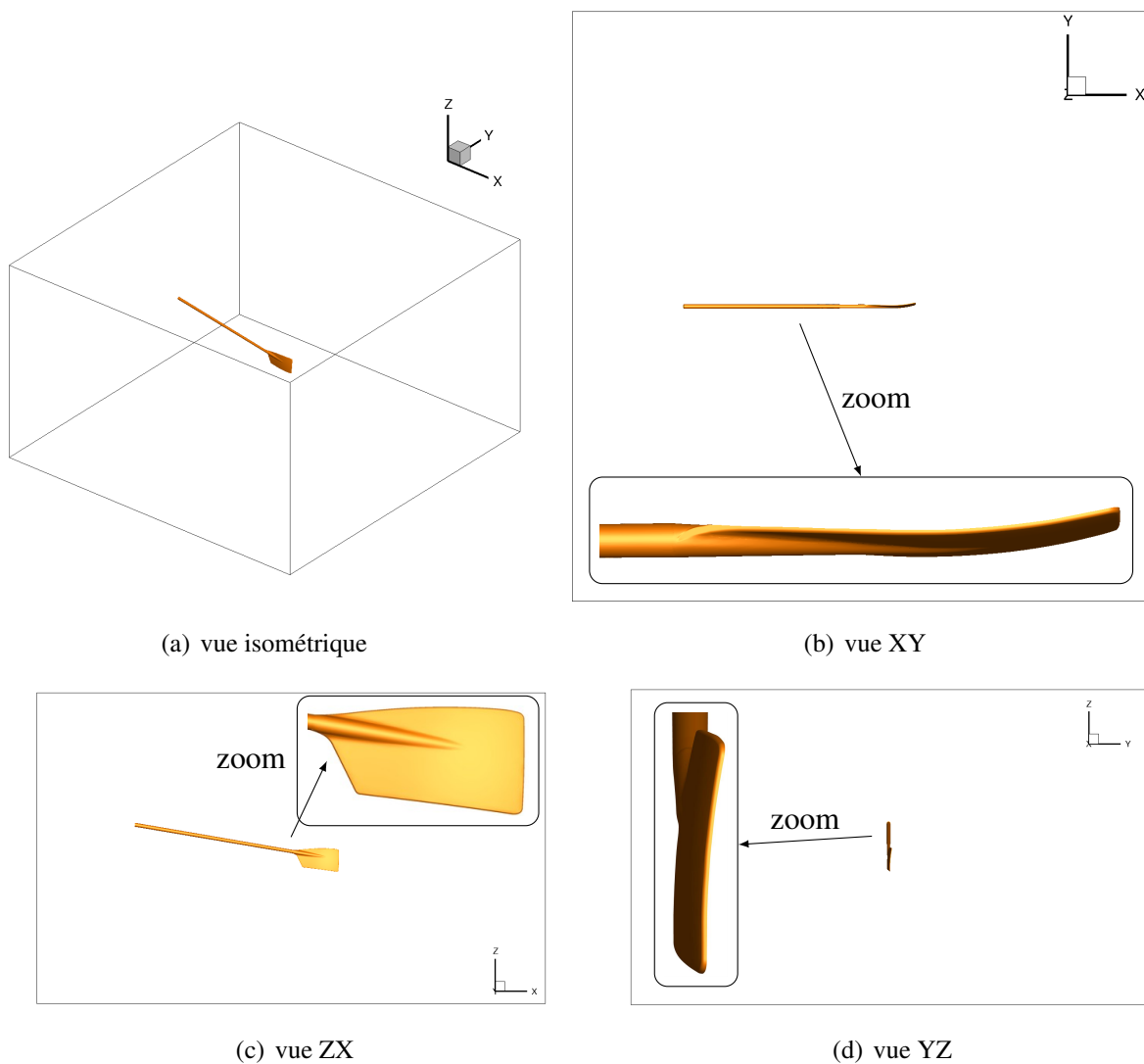


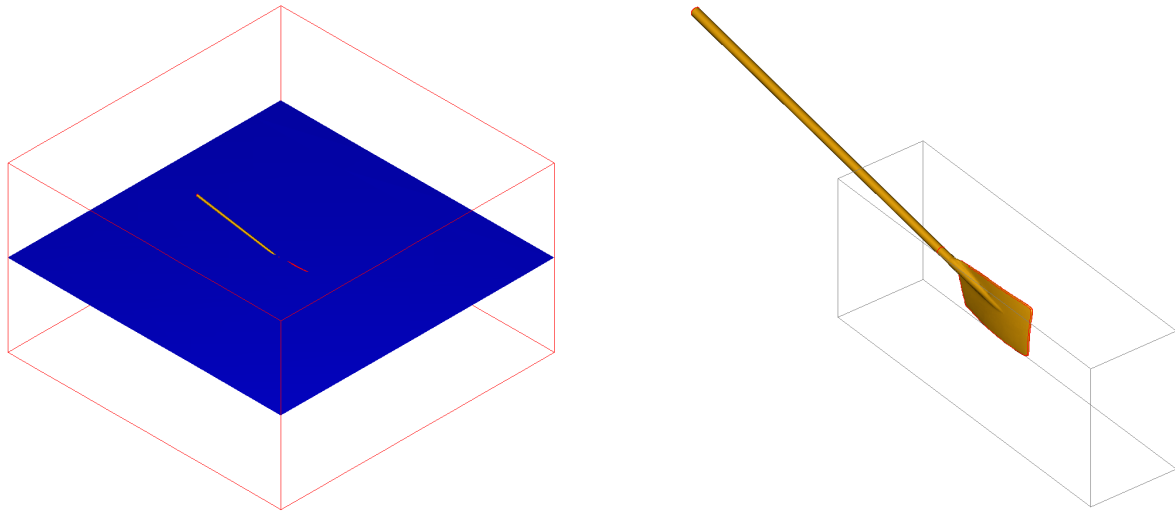
FIGURE 9.8 – Domaine de calcul pour les simulations d'écoulement autour de la palette reproduisant les essais en bassin de traction

pour les maillages fins à $12\text{ mm} \times 12\text{ mm} \times 8\text{ mm}$ pour les maillages grossiers. Sur la surface de la palette, les cellules sont très fines et ont pour dimensions $3\text{ mm} \times 3\text{ mm} \times 4\text{ mm}$ pour les maillages grossiers et $2\text{ mm} \times 2\text{ mm} \times 2\text{ mm}$ pour les maillages fins. Le résultat du maillage grossier obtenu pour la configuration de l'essai n° 154 est visible sur la Figure 9.10 page 227. Les nombres de cellules, exprimés en millions, des différents maillages utilisés sont donnés dans le Tableau 9.3 page suivante.

9.2.3 Paramètres de simulation

Une nouvelle fois, les paramètres de simulations ressemblent à ceux utilisés au chapitre 8. Dans cette description, nous insisterons alors sur les différences.

Au début de la simulation, la palette est déjà immergée et reste pendant plusieurs secondes (physiques) à une orientation quasi-fixe, alors que le chariot avance. Cela a pour effet de créer un



(a) Raffinement dans la direction verticale autour de la surface libre

(b) Raffinement uniforme autour de la palette

FIGURE 9.9 – Zones de raffinement sur les maillages initiaux utilisés pour les simulations de coup d'aviron en bassin de traction

Nombre de cellules [$\cdot 10^6$]		Maillages		
		grossier	moyen	fin
Essais	67	1,2	2,7	12,3
	154	1,2	2,7	11,4
	autre	0,8 à 1,3	-	-

Tableau 9.3 – Nombres de cellules (exprimés en millions) pour les maillages utilisés pour les simulations d'un coup d'aviron en bassin de traction

sillage tourbillonnaire derrière la palette et une résistance visqueuse non négligeable. Il est donc nécessaire d'utiliser un modèle de turbulence pour cette configuration, contrairement au cas du coup d'aviron réel où les effets visqueux sont négligeables. Nous avons choisi d'utiliser le modèle de turbulence par défaut dans *ISIS-CFD*, c'est-à-dire le modèle $k - \omega$ SST de Menter.

Comme énoncé précédemment, le mouvement de la palette est plan, tout du moins quand le manche ne subit pas de déflexion. La flexion du manche entraîne, quand $\phi_2^r \neq 0^\circ$, une légère translation verticale et une rotation suivant le troisième vecteur de la base associée à l'aviron, ayant pour conséquence de sortir du cadre du mouvement plan. Le mouvement de base nécessite d'imposer les trois DDL T_x , T_y et R_z au niveau de l'emplanture, définis pendant le coup d'aviron par :

$$\begin{cases} T_x(t) = X_c(t) + L_e \cos \theta_1 (\cos \psi_0(t) - 1) \\ T_y(t) = L_e \cos \theta_1 \sin \psi_0(t) \\ R_z(t) = \psi_0(t) = \int_0^t \dot{\psi}_0(\tau) d\tau \end{cases}, \quad (9.10)$$

où X_c est la position longitudinale du chariot, accéléré progressivement pendant 1 s puis avançant à vitesse constante V_c .

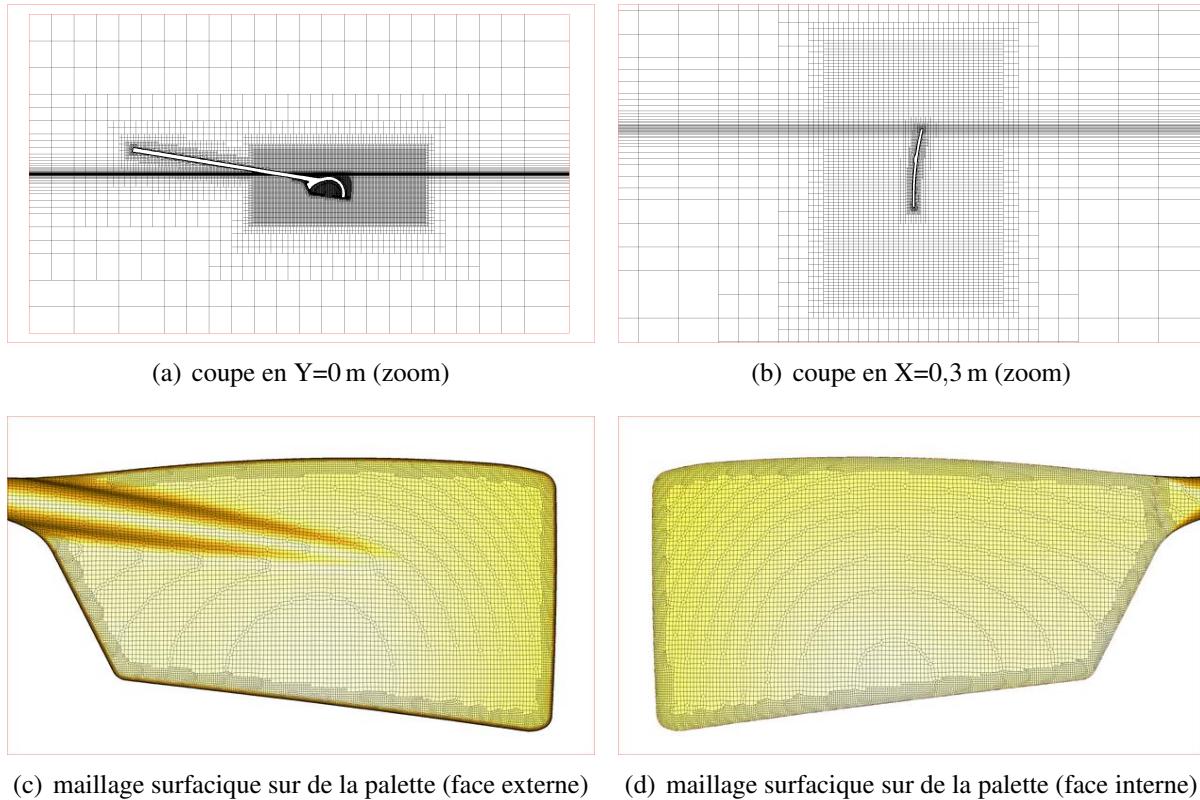


FIGURE 9.10 – Affichage d’un maillage utilisé pour les simulations numériques du coup d’aviron en bassin de traction (maillage à $1,2 \cdot 10^6$ de cellules)

La rotation $\psi_0(t)$ est donnée par les cames définies en 9.1.3.1. Cependant, ces lois sont exprimées par une fonction $\dot{\psi}_0(\psi_0)$. La vitesse angulaire initiale $\dot{\psi}_{0,init}$ est alors définie, suivant une procédure spécifique non détaillée ici, et l’angle ψ_0 est obtenu par intégration numérique :

$$\begin{cases} \dot{\psi}_0^{k=0} = \dot{\psi}_{0,init} \\ \psi_0^{k=0} = \psi_{0,init} \\ \dot{\psi}_0^k = \dot{\psi}_0(\psi_0^{k-1}) \\ \psi_0^k = \psi_0^{k-1} + \dot{\psi}_0^{k-1} \Delta t \end{cases} \quad (9.11)$$

Pendant l’accélération du chariot, l’aviron passe d’une orientation $\psi_0 = 0^\circ$ à sa valeur de portance nulle ψ_0^{pn} . Une phase supplémentaire que nous avons paramétrée pour une durée de 2,5 s suit l’étape d’accélération et a pour but de faire converger les efforts. La came débute donc à partir de $t = 3,5$ s.

Dans ces simulations, le raffinement automatique de maillage n’a pas été activé. Nous avons souhaité écarter une source potentielle de déstabilisation du couplage IFS. A l’aide de la stratégie de stabilisation mise en place en 7.5.2, il est envisageable de l’utiliser de nouveau mais cela n’a pas été fait par manque de temps.

Afin d’avoir un couplage le plus stable possible, nous avons porté les paramètres de la boucle de convergence à 4 ordres et 15 itérations non linéaires. Pour résoudre la pression, plusieurs solveurs ont été utilisés. Le solveur multigrille BoomerAMG a été utilisé pour la majeure partie des résultats

présentés ici, avec 4 ordres et 50 itérations⁶.

Dans les simulations présentées, le modèle complet de flexion du manche a été utilisé, sauf dans les cas où il est spécifié autrement. En particulier, nous faisons des comparaisons de modèles en 9.3.1.1 et 9.3.6.

Pour que cette description soit complète, il est nécessaire d'ajouter que l'algorithme de sub-cycling a été utilisé pour la quasi-totalité des simulations effectuées. Cela permettant, pour un nombre d'heures CPU donné, de tester un nombre bien plus conséquent de configurations. Nous montrons en 9.3.5 les effets de son usage sur les résultats et les temps de calculs obtenus. Un nombre de $N_s = 10$ sous-cycles a été employé à chaque fois. Le pas de temps global est adapté à un nombre de Courant cible global $C_o^{c,g}$ allant jusqu'à 20. Cette valeur paraît grande à première vue mais il faut la diviser par N_s pour obtenir le nombre de Courant cible $C_o^{c,s}$ sur le pas de temps associé à la résolution de l'équation de transport de la fraction volumique. $C_o^{c,s}$ vaut donc 2 et cela est toujours grand par rapport à la valeur limite de 0,3 permettant de compresser l'interface air-eau avec le schéma BRICS. Dans des simulations préliminaires, nous avons observé où se situent les valeurs maximales de C_o^s (valeur réelle dans un sous-cycle). Elles apparaissent très localement au niveau des bords de la palette alors totalement immergée alors que les zones entourant la surface libre ont un C_o^s acceptable (c'est-à-dire $C_o^s < 0,3$).

6. Le solveur BoomerAMG est plus efficace que Bi-GSTAB en termes de gain par itération, bien qu'une itération coûte plus cher. Un nombre plus petit d'itérations suffit.

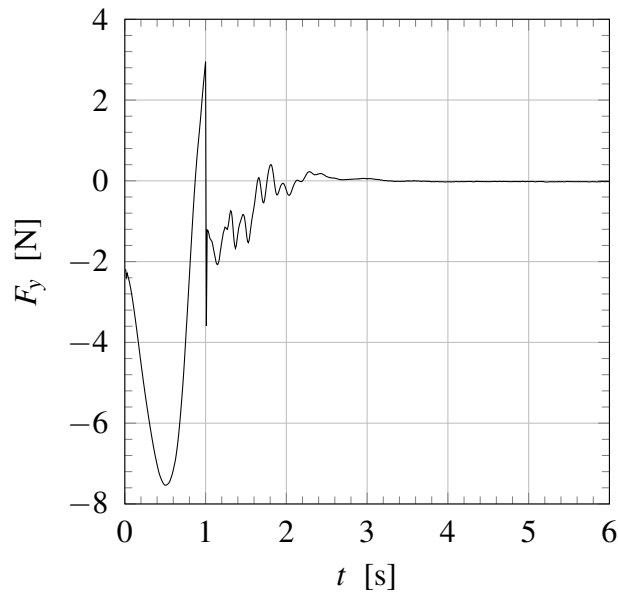


FIGURE 9.11 – Exemple de la convergence de F_y d'un essai de recherche de portance nulle (essai n° 21), où l'aviron passe d'une orientation $\psi_0 = 0^\circ$ à $\psi_0 = 1,835^\circ$ dans la première seconde de simulation.

9.3 Simulations numériques

Nous présentons les principaux résultats que nous avons obtenus pour le coup d'aviron effectué en bassin de traction.

9.3.1 Evaluation de l'angle de portance nulle

La première phase de validation des simulations numériques a eu pour but de valider les angles de portance nulle obtenus expérimentalement. Ces simulations ont été faites en gardant l'aviron à un angle constant et égal à la valeur expérimentale. Si la portance trouvée n'est pas nulle, une autre simulation est lancée en utilisant une valeur d'angle différente. Une troisième simulation est éventuellement effectuée pour confirmer l'angle de portance nulle trouvé (cf. Figure 9.11), en faisant une interpolation linéaire basée sur les deux premières simulations. Cette méthode statique s'avère plus efficace qu'une procédure qui consisterait à n'effectuer qu'un calcul où l'aviron viendrait tourner lentement autour d'un axe. En effet, la valeur de portance trouvée dépendrait alors des effets de masse ajoutée, même avec une vitesse de rotation faible.

9.3.1.1 Essais à basses vitesses

Une méthode ne tenant pas compte de l'IFS a tout d'abord été utilisée, c'est-à-dire sans modèle de flexion pour le manche, et avec des essais où la vitesse d'avance du chariot est relativement faible ($V_c = 2,6 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$). En effet, quand ce type de simulation a été effectué, nous pensions à tort que le modèle simplifié de flexion du manche faisait l'équivalence entre flèche nulle et effort orthogonal nul. Avec cette considération, il était alors inutile de modifier la position de la palette en fonction des efforts fluides. Ce n'est qu'après avoir constaté que le moment M_z n'était pas nul

essai	unité	19	21	27	29	17
ψ_2^c	[°]	-4	0	4	8	12
ψ_0^{pn} exp.	[°]	2,422	1,765	0,987	0,212	-0,311
ψ_0^{pn} modèle ①	[°]	2,440	1,835	1,138	0,517	-0,101
ψ_0^{pn} modèle ②	[°]	2,327	1,731	1,033	0,410	-0,206
écart num.-exp. ①	[°]	0,018	0,070	0,151	0,305	0,210
écart num.-exp. ②	[°]	-0,095	0,046	0,046	0,198	0,105

Tableau 9.4 – Comparaison des valeurs de portance nulle ψ_0^{pn} trouvées pour des essais à faible vitesse d'avance du chariot du bassin des carènes, $V_c = 2,6 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$, et à des valeurs différentes d'angle de coiffe ϕ_2^c , obtenues avec le modèle ① simplifié de flexion du manche et avec le modèle ② complet.

essai	unité	43	67	147	154
ψ_0^{pn} exp.	[°]	0,15	-1,02	-1,80	-0,45
ψ_0^{pn} modèle ②	[°]	1,485	0,614	-0,132	1,118
écart num.-exp. ②	[°]	1,335	1,634	1,668	1,568

Tableau 9.5 – Comparaison des valeurs de portance nulle ψ_0^{pn} trouvées pour des essais à vitesses d'avance nominales du chariot du bassin des carènes, obtenues avec le modèle ② complet de flexion du manche.

à portance nulle, que nous avons constaté le défaut d'utiliser le modèle simplifié de flexion du manche pour ce type de coup d'aviron. Il devenait nécessaire de prendre en compte le moment pur s'exerçant sur la palette, d'où le développement du modèle « complet ». Les résultats présentés dans le Tableau 9.4 confirment que l'utilisation du modèle complet permet de se rapprocher des valeurs expérimentales (sauf pour l'essai n° 19), bien que les écarts soient faibles.

9.3.1.2 Essais à vitesses nominales

En appliquant cette même méthode pour les essais à vitesses nominales ($V_c \approx 4,0 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$), nous avons trouvé des écarts plus importants avec les valeurs expérimentales. Les erreurs absolues sur l'angle de portance nulle se situent entre $1,5^\circ$ et 2° dans la majorité des cas. Il n'est pas évident a priori de trouver la raison de ces écarts. Il se pourrait que cela vienne d'un changement dans le protocole expérimental entre les deux gammes de vitesse de chariot, ou bien que, la vitesse ayant augmenté, les erreurs peuvent s'être accentuées en conséquence dans les simulations numériques. Les essais de coup d'aviron complet ont tous été faits dans ces gammes de vitesse et il est important de commencer le coup avec une portance nulle. Il a donc été décidé de recalibrer la loi de commande d'un offset correspondant à la différence trouvée entre la valeur trouvée expérimentalement et celle obtenue par les simulations en statique.

9.3.2 Visualisation d'un coup d'aviron

Avant de rentrer dans l'analyse des efforts obtenus, nous montrons sur les Figures 9.12 et 9.13 des visualisations de l'écoulement obtenu pour le coup d'aviron de l'essai n° 154, effectué sur un maillage grossier composé de $1,2 \cdot 10^6$ de cellules.

A l'image de ce qui a été obtenu au chapitre 8, nous reproduisons les caractéristiques d'un coup d'aviron, en particulier la rupture de la surface libre et la création d'une poche d'air derrière la palette.

9.3.3 Principaux résultats et étude convergence en maillage

Les Figures 9.14 et 9.15 montrent les résultats d'efforts F_x , F_y , F_z ⁷ et M_z ⁸ en fonction de l'angle de balayage ψ_0 obtenus pour les essais, respectivement, n° 67 et n° 154. Ces deux essais ont été sélectionnés car ils ont des paramètres bien différents, en particulier pour V_c et θ_1 , et les efforts obtenus ont des maxima bien éloignés. Trois finesses de maillage sont utilisées (cf. Tableau 9.3 page 226), ce qui permet d'effectuer une étude de convergence en maillage.

Avant de comparer les différences entre les maillages, de toute manière assez faibles, une description générale des résultats obtenus semble nécessaire. Il est assez clair que la modélisation que nous avons mise en place permet de capturer l'allure générale des profils d'efforts expérimentaux, et, à nouveau et avec encore plus de précision que pour les essais en conditions écologiques, de différencier le style de coup d'aviron. Les efforts F_x et M_z , responsables de la propulsion, présentent des profils similaires et les mêmes constats peuvent être tirés. La simulation numérique surestime d'environ 5 % à 12 % et l'écart entre les valeurs expérimentales et numériques croît dans la première moitié du coup d'aviron, jusqu'à $\psi_0 \approx 90^\circ$, avant de décroître jusqu'à $\psi_0 \approx 130^\circ$ et croître de nouveau en fin de coup. Pour l'effort F_y , nous pouvons remarquer une nouvelle surestimation des deux maxima du même ordre de grandeur, et une désynchronisation sur le premier maxima d'environ 5° pour les deux essais. Pour l'essai n° 67, cette désynchronisation est aussi présente et quasi-constante sur l'intervalle $[70^\circ, 120^\circ]$. Pour l'essai n° 154, la synchronisation est meilleure mais le profil d'effort est perturbé dans l'intervalle $[70^\circ, 90^\circ]$. L'allure de l'effort F_z est le moins bien représenté, bien que la tendance semble capturée. Etant donné que cet effort était soumis à de fortes perturbations extérieures pendant les essais⁹, cela peut expliquer les écarts plus importants que nous obtenons.

Les forts écarts obtenus pour $\psi_0 > 130^\circ$ sont reliés avec le détachement de la poche d'air derrière la palette. Des phénomènes turbulents se développent en fin de coup d'aviron et les modèles URANS ne sont pas adaptés à ce type de physique. Bien que l'intervalle angulaire où ces problèmes apparaissent ne se situe pas dans la partie propulsive sur un coup réel, il faudrait peut-être envisager un calcul hybride *Detached-Eddy Simulation* (DES) pour investiguer la raison de ces écarts.

Les résultats semblent proches de la convergence avec les maillages grossiers pour les deux essais. Nous notons toutefois une légère diminution des écarts quand les maillages s'affinent, bien

7. Les efforts F_z obtenus numériquement ont été recalés à 0 N aux petites valeurs de ψ_0 , similairement au protocole expérimental.

8. Nous ne pouvons comparer les efforts M_x et M_y aux valeurs expérimentales car il nous manque les données nécessaires pour effectuer le changement de point de réduction des moments.

9. Son contenu fréquentiel est plus riche que les autres efforts aux fréquences supérieures à la fréquence de coupure de 11 Hz choisie.

que ce constat ne soit pas valable sur la totalité du coup d'aviron. Cette diminution d'écart est plus marquée pour l'essai n° 154, où les niveaux d'efforts sont moins importants. Il semble que les raisons des écarts ne soient pas à chercher dans l'erreur numérique induite par le maillage.

9.3.4 Influence des paramètres

En utilisant la base de données assez riche provenant de la campagne expérimentale, nous avons pu sélectionner trois séries de coups d'aviron où, dans chacune d'elles, seulement un paramètre varie¹⁰. Nous étudions alors les influences de la vitesse du chariot V_c , de l'angle d'immersion θ_1 et de l'angle de coiffe ϕ_2^c . Compte tenu des écarts précédemment trouvés, l'objectif principal est de vérifier que les tendances obtenues expérimentalement sont les mêmes dans les simulations.

9.3.4.1 Influence de la vitesse du chariot

La Figure 9.16 page 238 montre l'effet de la vitesse du chariot. Les trois vitesses nominales sont testées. Les signaux de même couleur représentent une même valeur de vitesse, celui ayant un symbole creux est associé à l'effort expérimental et celui avec un marqueur plein correspond à une simulation. Le résultat principal de la comparaison est que, à paramètres figés, l'augmentation de la vitesse du chariot fait diminuer les maxima d'efforts, pour la gamme de vitesses testée. Ceci s'explique par le fait que, la vitesse du chariot augmentant, la composante horizontale de la vitesse du fluide par rapport à la palette diminue. Ce constat est aussi valable en raisonnant avec la norme de la vitesse incidente donnée par l'équation (10.4). La conséquence de ce différentiel de vitesse amoindri est la diminution des efforts. Ce résultat est conforme au modèle de Wellicome (2.4), obtenu en écoulement stationnaire.

9.3.4.2 Influence de l'angle d'immersion

De manière similaire, la Figure 9.17 page 239 montre l'influence de l'angle d'immersion sur les profils d'efforts obtenus. La simulation reproduit la tendance expérimentale, c'est-à-dire que les maxima croissent avec l'angle d'immersion, pour les valeurs testées. A nouveau, l'équation (10.4) peut expliquer une partie de ce constat. Quand θ_1 augmente, η diminue et donc V_i augmente, ayant pour conséquence d'accroître l'effort normal à la palette. Il est aussi possible qu'une pelle plus immergée emprisonne une poche d'air plus petite, ce qui a pour effet d'augmenter les efforts.

9.3.4.3 Influence de l'angle de coiffe

La Figure 9.18 page 240 illustre l'influence de l'angle de coiffe ϕ_2^c . Il apparaît clairement que les efforts propulsifs F_x et M_z sont diminués quand ϕ_2^c augmente. Ce constat est assez trivial. Les rameurs utilisent toutefois un angle non nul, légèrement positifs et d'environ 3° , leur permettant un certain confort de propulsion.

9.3.5 Effet de l'utilisation de l'algorithme de sub-cycling

Nous cherchons ici à vérifier que l'utilisation de l'algorithme de sub-cycling n'a pas de conséquence sur les résultats obtenus. La Figure 9.19 page 241 montre les résultats de deux simulations,

10. Ce n'est pas tout à fait le cas puisque ψ_0^{pn} , a_m et c_{K_0} peuvent varier, mais cela ne nuit pas à cette étude.

l'une avec l'algorithme de sub-cycling et l'autre sans, comparés aux résultats expérimentaux. Les simulations sont faites sur un maillage assez grossier d'environ 300000 cellules, équivalent aux autres maillages grossiers utilisés mais sans boîte de raffinement isotrope autour de la palette. Nous constatons que les profils d'efforts se superposent. De très légers écarts apparaissent et correspondent aux conclusions retrouvées dans l'ensemble des cas test présentés dans le manuscrit. En effet, les maxima d'efforts sont légèrement diminués quand l'algorithme de sub-cycling est utilisé. Il est possible que ces écarts tendent à augmenter sur des maillages plus fins mais cette étude n'a pas été faite car elle serait très coûteuse en temps CPU pour un maillage moyen ou fin sans utiliser l'algorithme de sub-cycling. Le facteur d'accélération de la simulation dans ce cas était de 3,6, ce qui est rassurant et satisfaisant compte tenu des très bons résultats que nous obtenons, c'est-à-dire une accélération du calcul sans pénaliser la précision.

9.3.6 Influence du modèle de flexion du manche

Nous avons montré en 9.3.1.1 que le modèle complet de flexion du manche apporte de meilleurs résultats que le modèle simplifié pour les essais de recherche de la portance nulle. Nous cherchons ici à voir son influence sur l'ensemble du coup d'aviron.

La Figure 9.20 page 242 montre une comparaison des deux modèles. Il ressort alors que le modèle complet permet d'obtenir des résultats plus proches des résultats expérimentaux que le modèle simplifié, sauf pour F_z . Ce résultat confirme les hypothèses que nous avons émises et conforte les efforts de développement de ce modèle complet de flexion.

Quel que soit le modèle de flexion utilisé, il apparaît clairement que la flexibilité du manche a un rôle considérable sur les efforts. Quand le manche est rigide, les forces répondent plus tôt en temps (ou en angle) et subissent plus de variations. Les valeurs maximales de déflexions linéaire et angulaire sont respectivement d'environ 12 cm et 8° avec le modèle complet. Ces valeurs sont suffisamment élevées pour expliquer les différences dans les comportements observés.

9.3.7 Stabilisation de la flexibilité

Nous avons eu des difficultés à effectuer l'étude de convergence détaillée en 9.3.3, puisque le couplage IFS divergeait sur les maillages moyens et fins quand le modèle complet de flexion était utilisé sans couplage particulier des relaxations pour les déflexions linéaire f et angulaire α par les termes extra-diagonaux de la matrice de masse ajoutée. Nous illustrons sur la Figure 9.21 page 243 les bénéfices de la stratégie mise en place en 7.5.3 pour une simulation effectuée sur un maillage moyen. Il apparaît clairement que le fait de découpler les relaxations fait diverger le calcul. Ce phénomène est encore plus marqué et brutal sur des maillages fins (non représentés dans ce manuscrit).

Avant de mettre en place le couplage avec les termes diagonaux et extra-diagonaux de la matrice de masse ajoutée, nous avons essayé un couplage avec seulement les termes diagonaux. Cela produisait les mêmes instabilités que celles montrées sur la Figure 7.5.3 page 186. Il est donc absolument nécessaire de prendre en compte les termes extra-diagonaux pour le modèle complet de flexion du manche.

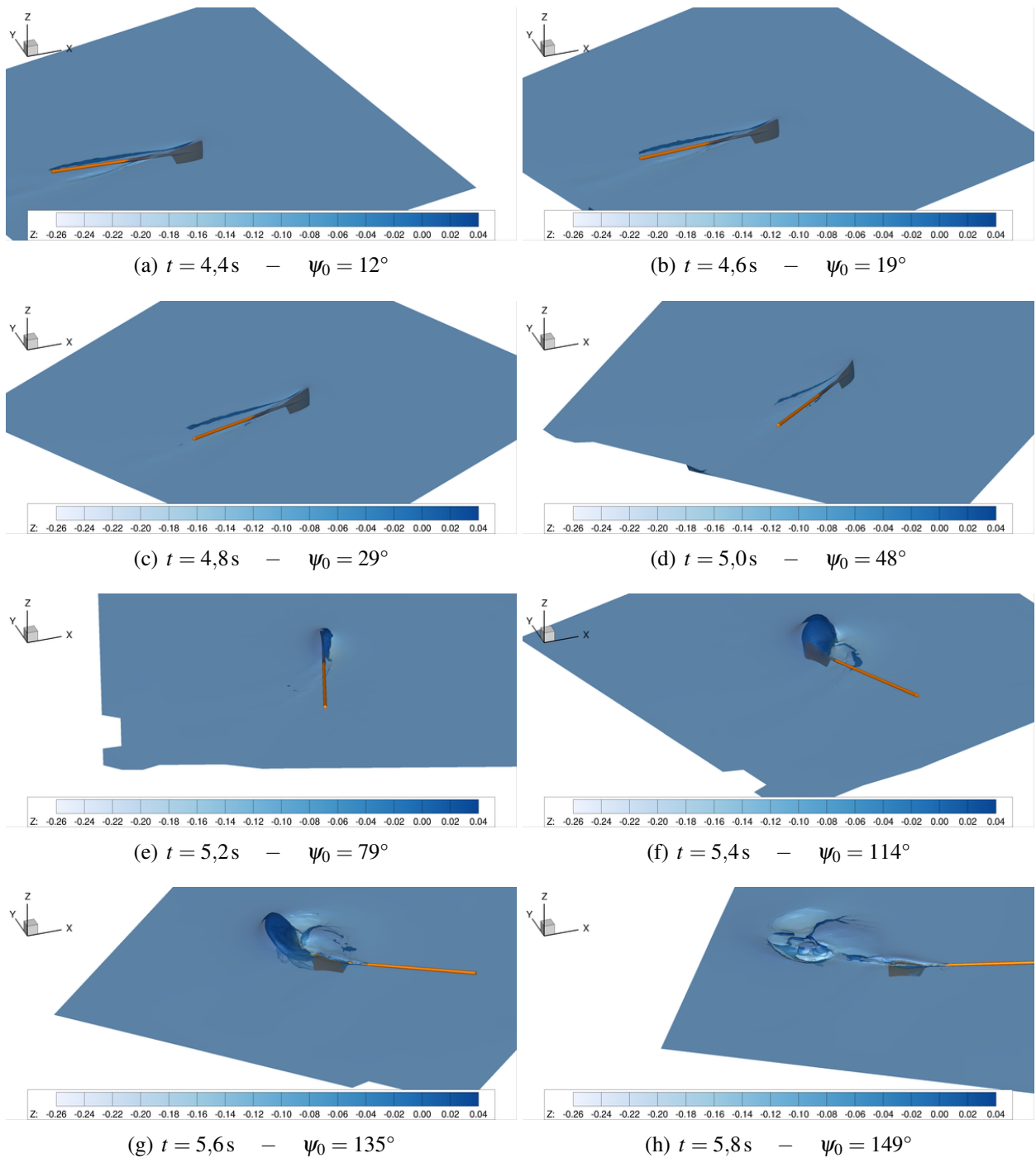


FIGURE 9.12 – Visualisation en vue isométrique d’une simulation de coup d’aviron généré en bassin de traction avec coloration de la surface libre par sa coordonnée verticale, pour l’essai n° 154.

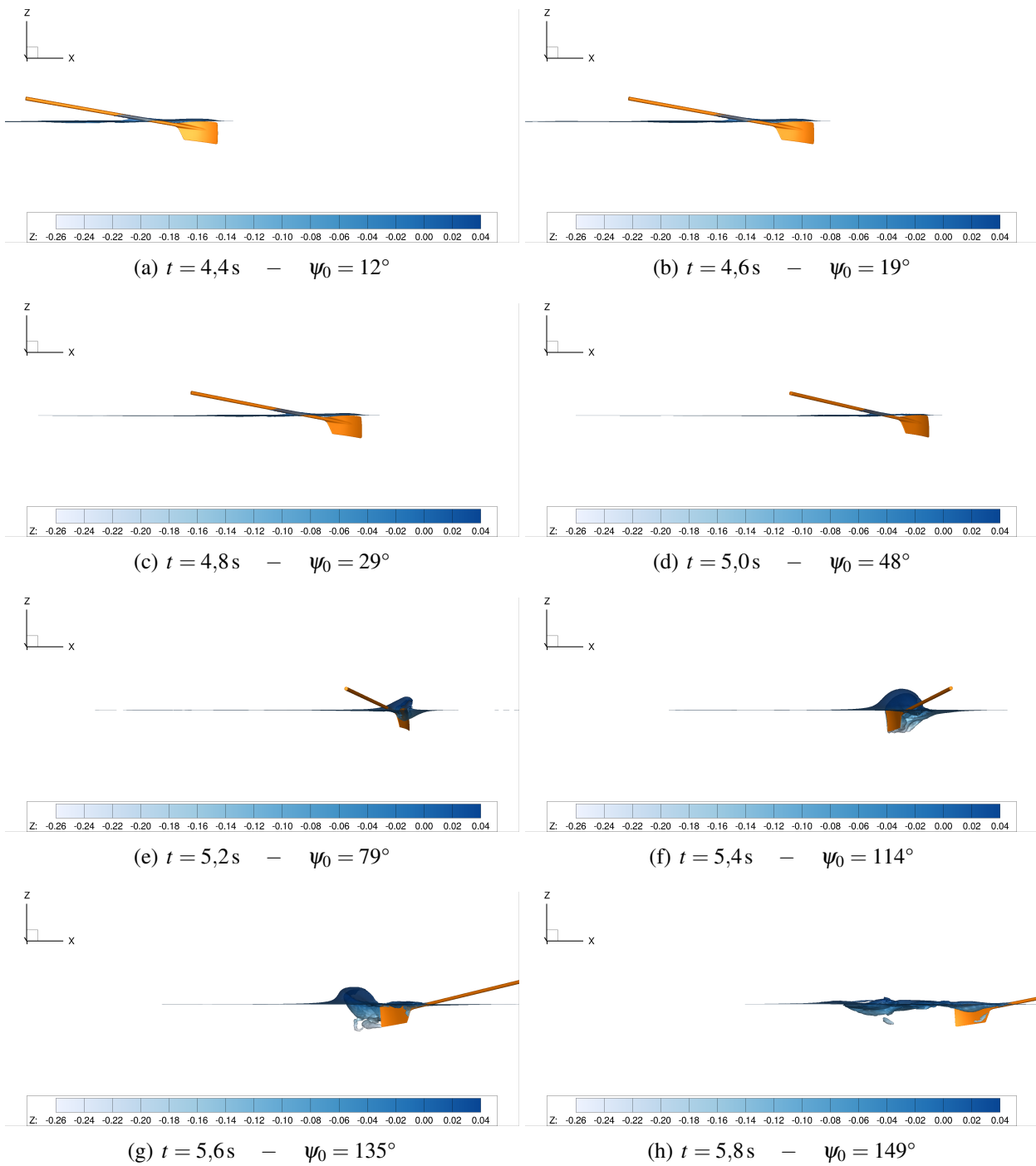


FIGURE 9.13 – Visualisation en vue latérale (dans le sens coque vers rive) d’une simulation de coup d’aviron généré en bassin de traction avec coloration de la surface libre par sa coordonnée verticale, pour l’essai n° 154.

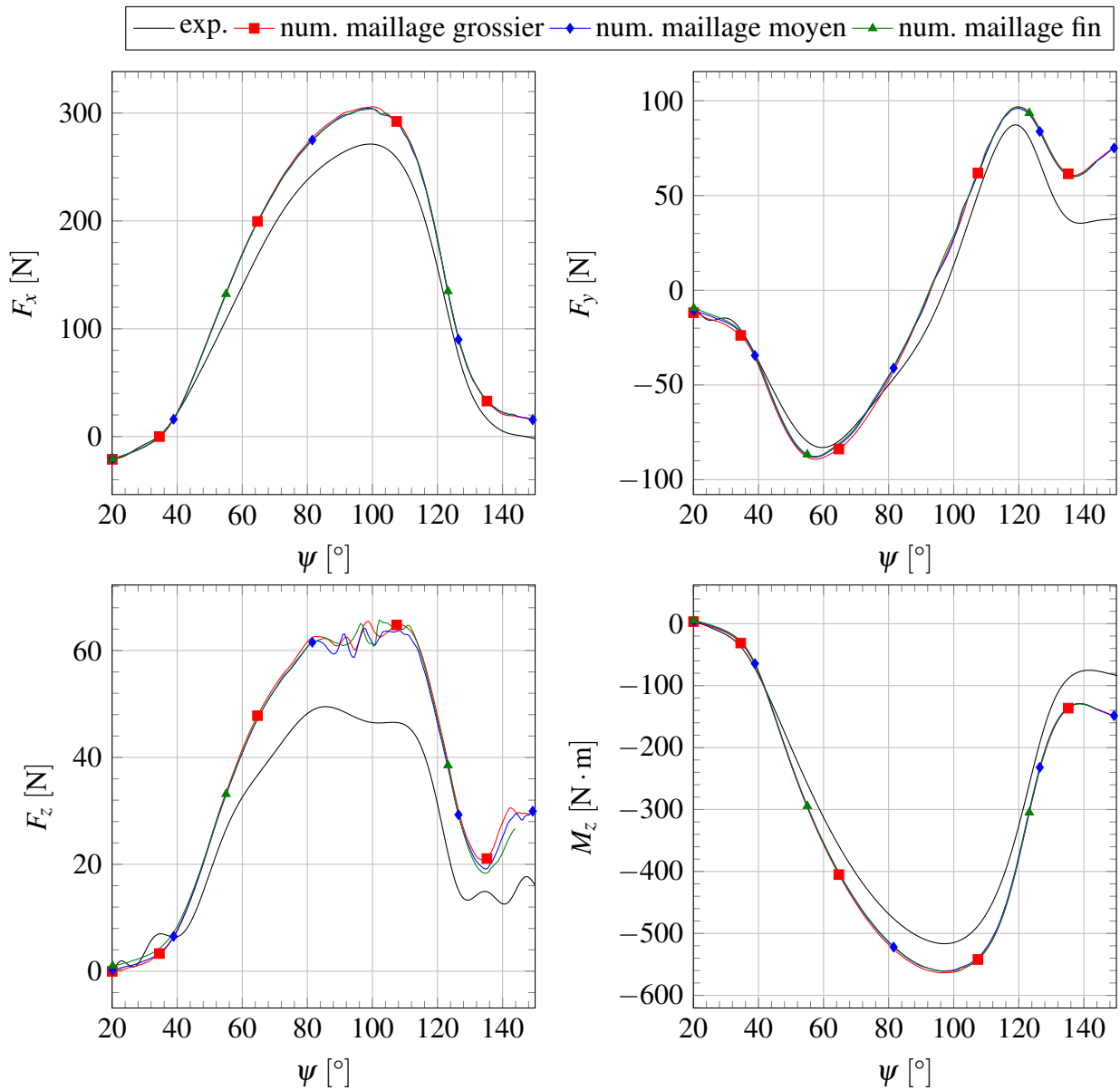


FIGURE 9.14 – Etude de convergence en maillage pour les simulations numériques reproduisant le coup d’aviron simplifié n° 67. Visualisation de l’évolution, par rapport à l’angle de balayage ψ_0 , des efforts hydrodynamiques F_x , F_y et F_z et du moment M_z selon l’axe de rotation

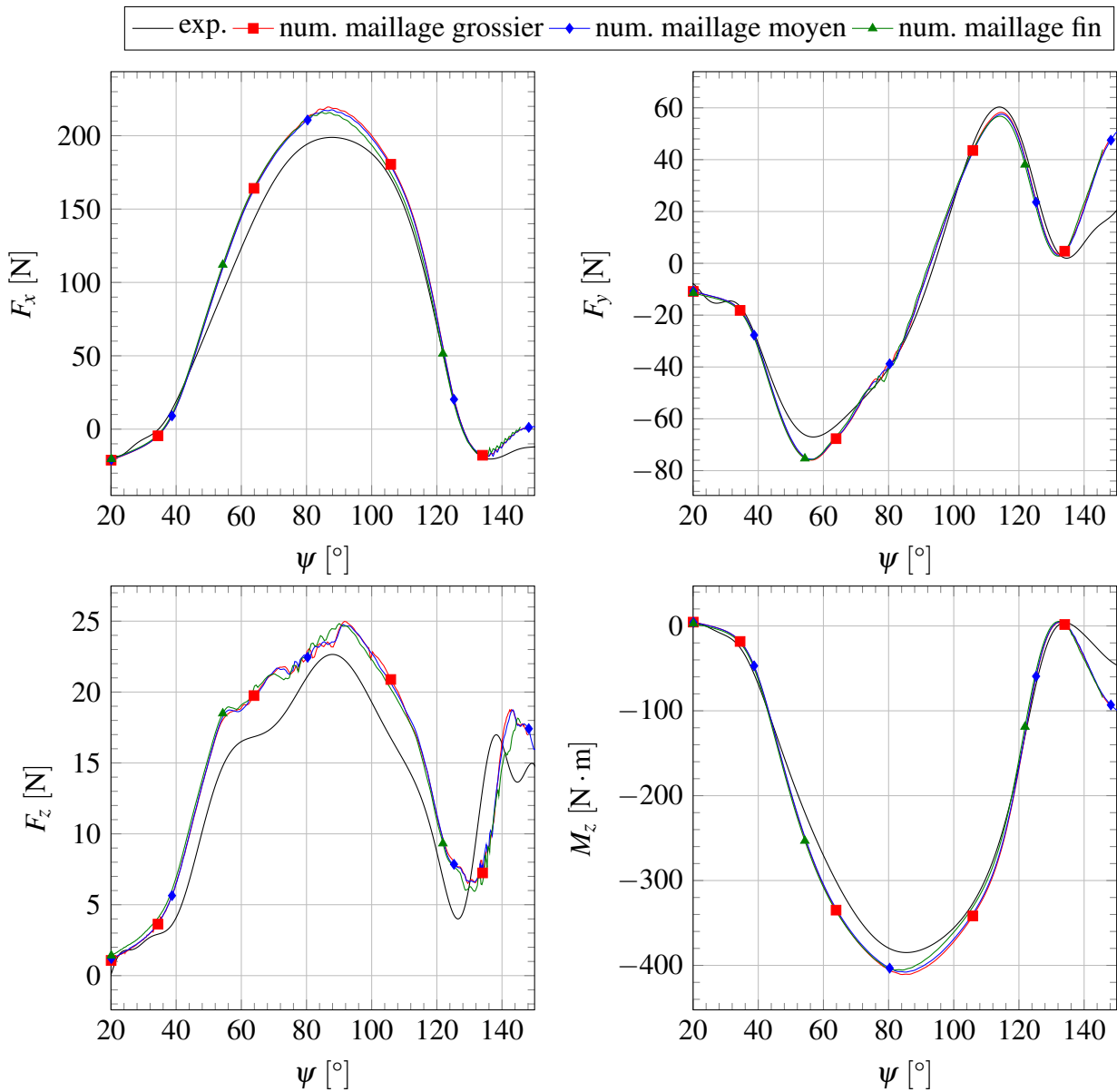


FIGURE 9.15 – Etude de convergence en maillage pour les simulations numériques reproduisant le coup d’aviron simplifié n° 154. Visualisation de l’évolution, par rapport à l’angle de balayage ψ_0 , des efforts hydrodynamiques F_x , F_y et F_z et du moment M_z selon l’axe de rotation

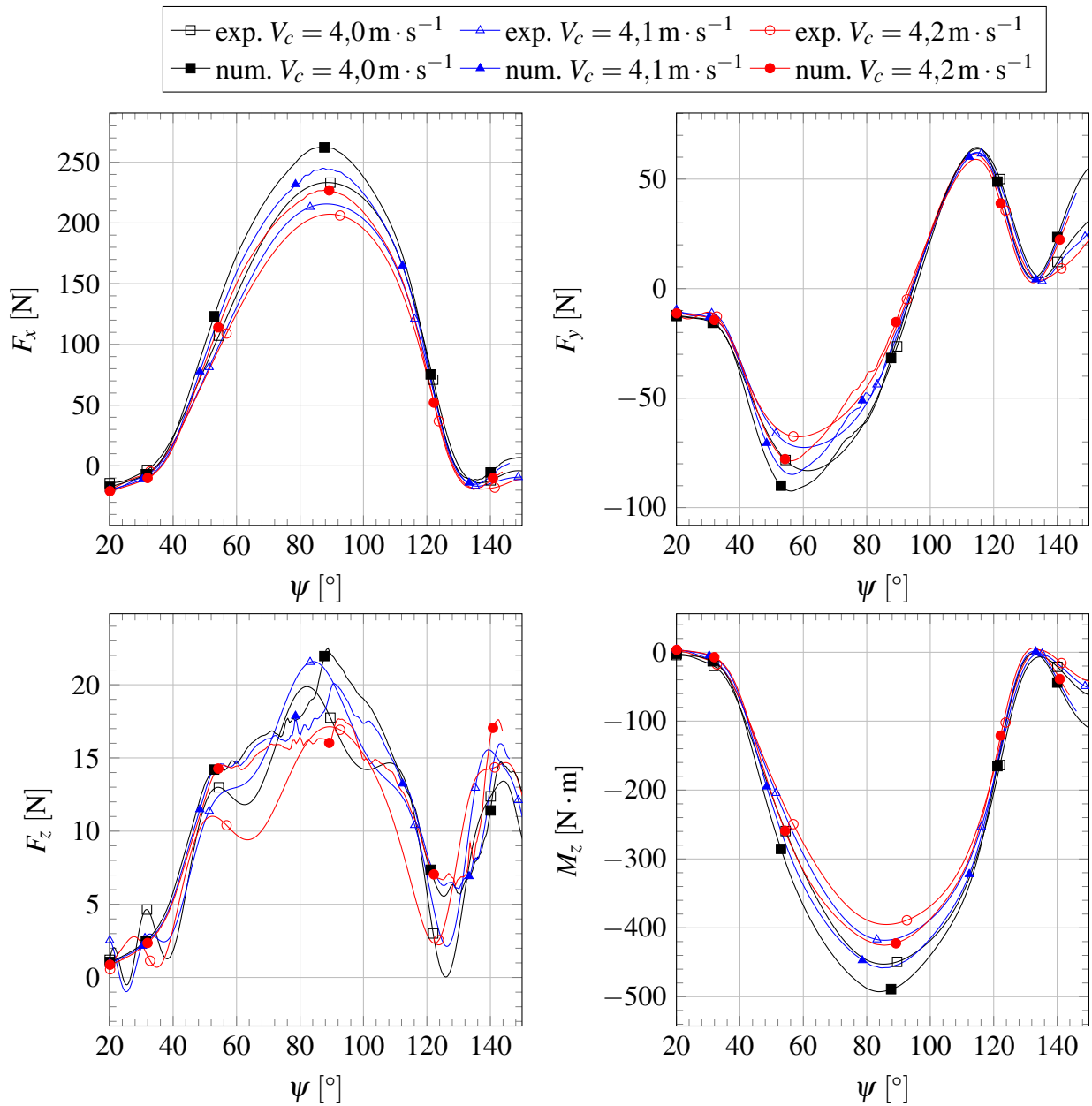


FIGURE 9.16 – Influence de la vitesse du chariot sur l'évolution, par rapport à l'angle de balayage ψ_0 , des efforts hydrodynamiques F_x , F_y et F_z et du moment M_z selon l'axe de rotation. Essais utilisés : n° 40, 109 et 151.

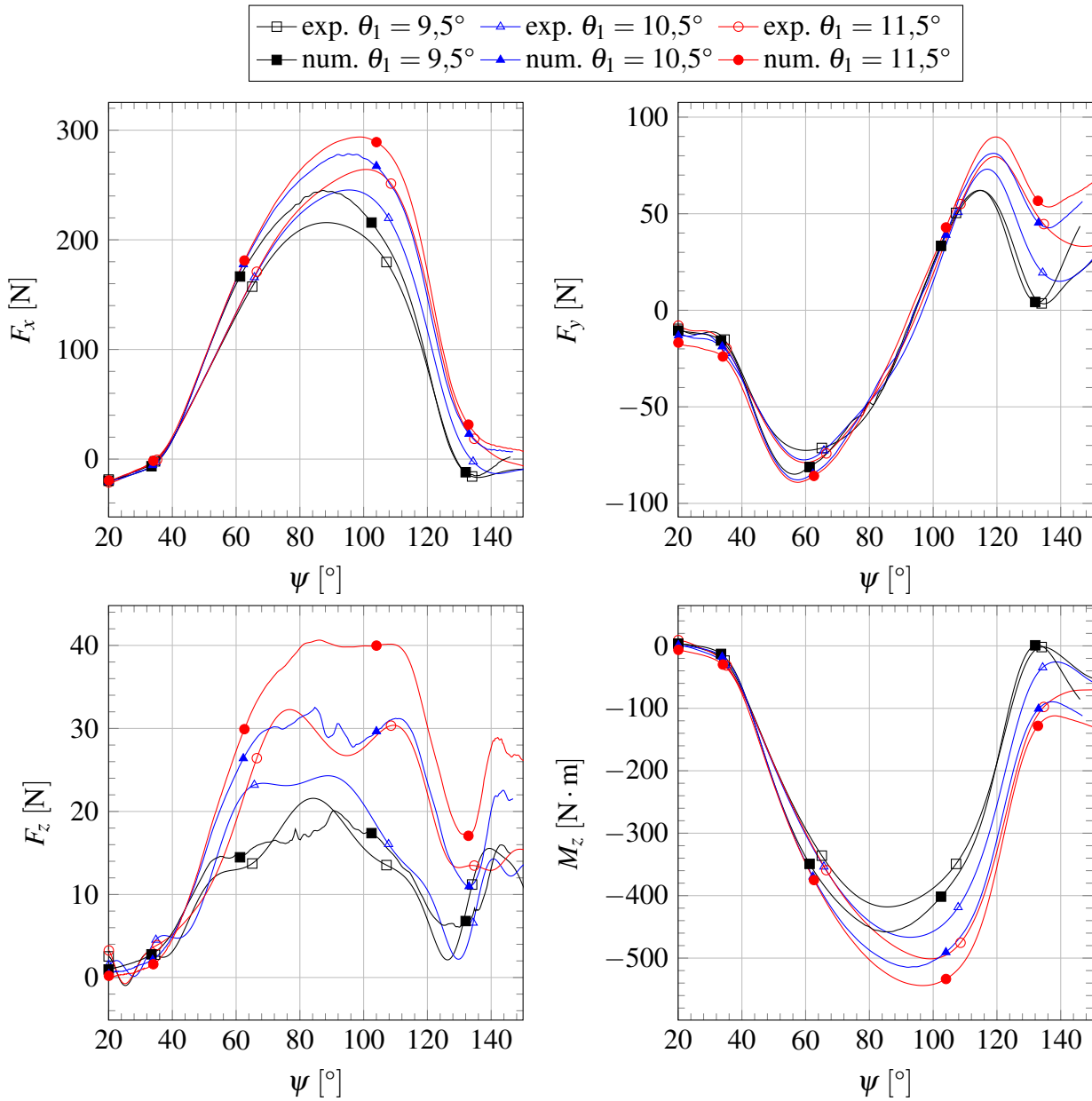


FIGURE 9.17 – Influence de l'angle d'immersion de l'aviron sur l'évolution, par rapport à l'angle de balayage ψ_0 , des efforts hydrodynamiques F_x , F_y et F_z et du moment M_z selon l'axe de rotation. Essais utilisés : n° 109, 122 et 151.

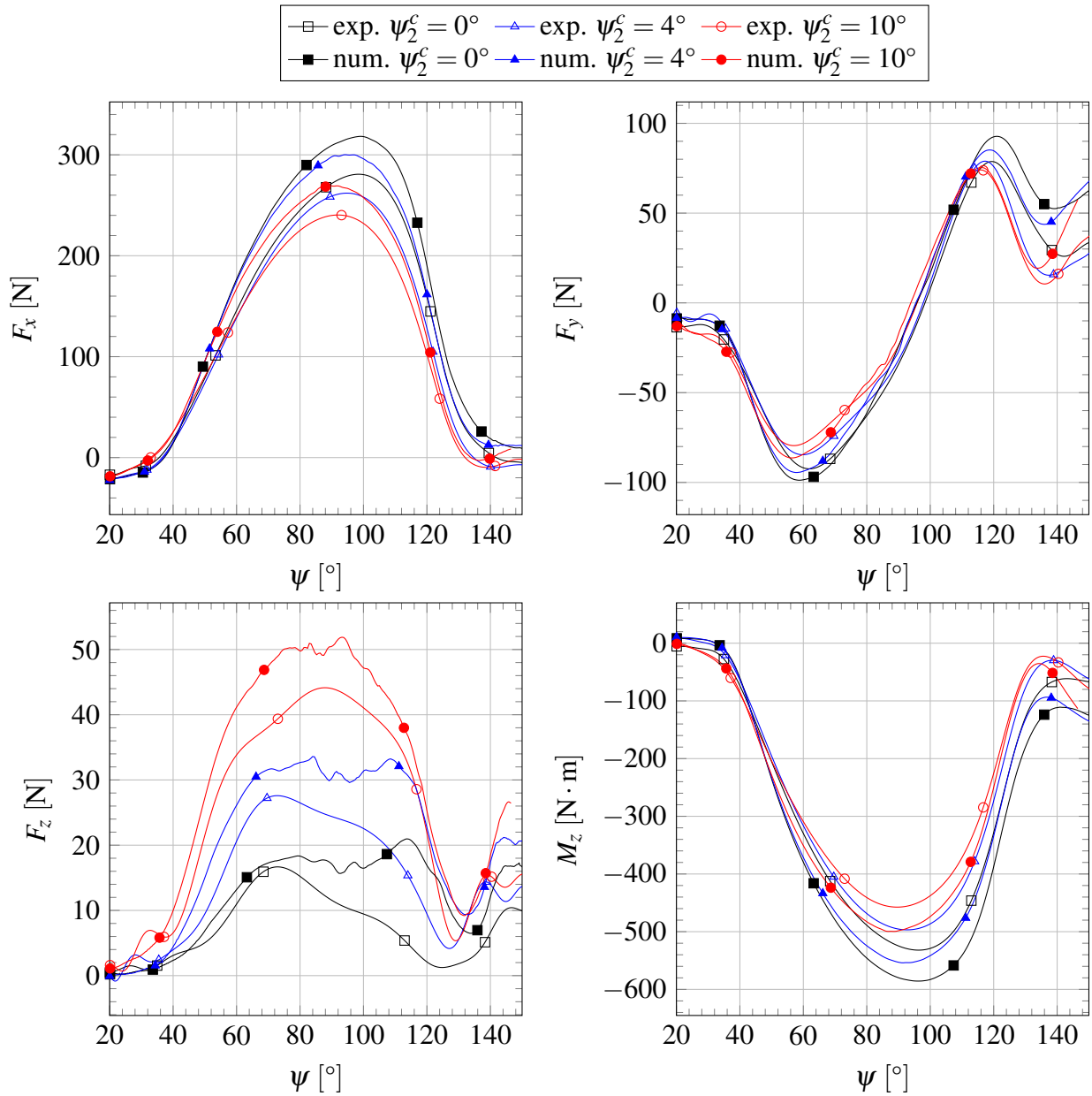


FIGURE 9.18 – Influence de l'angle de coiffe de l'avion sur l'évolution, par rapport à l'angle de balayage ψ_0 , des efforts hydrodynamiques F_x , F_y et F_z et du moment M_z selon l'axe de rotation. Essais utilisés : n° 59, 61 et 63.

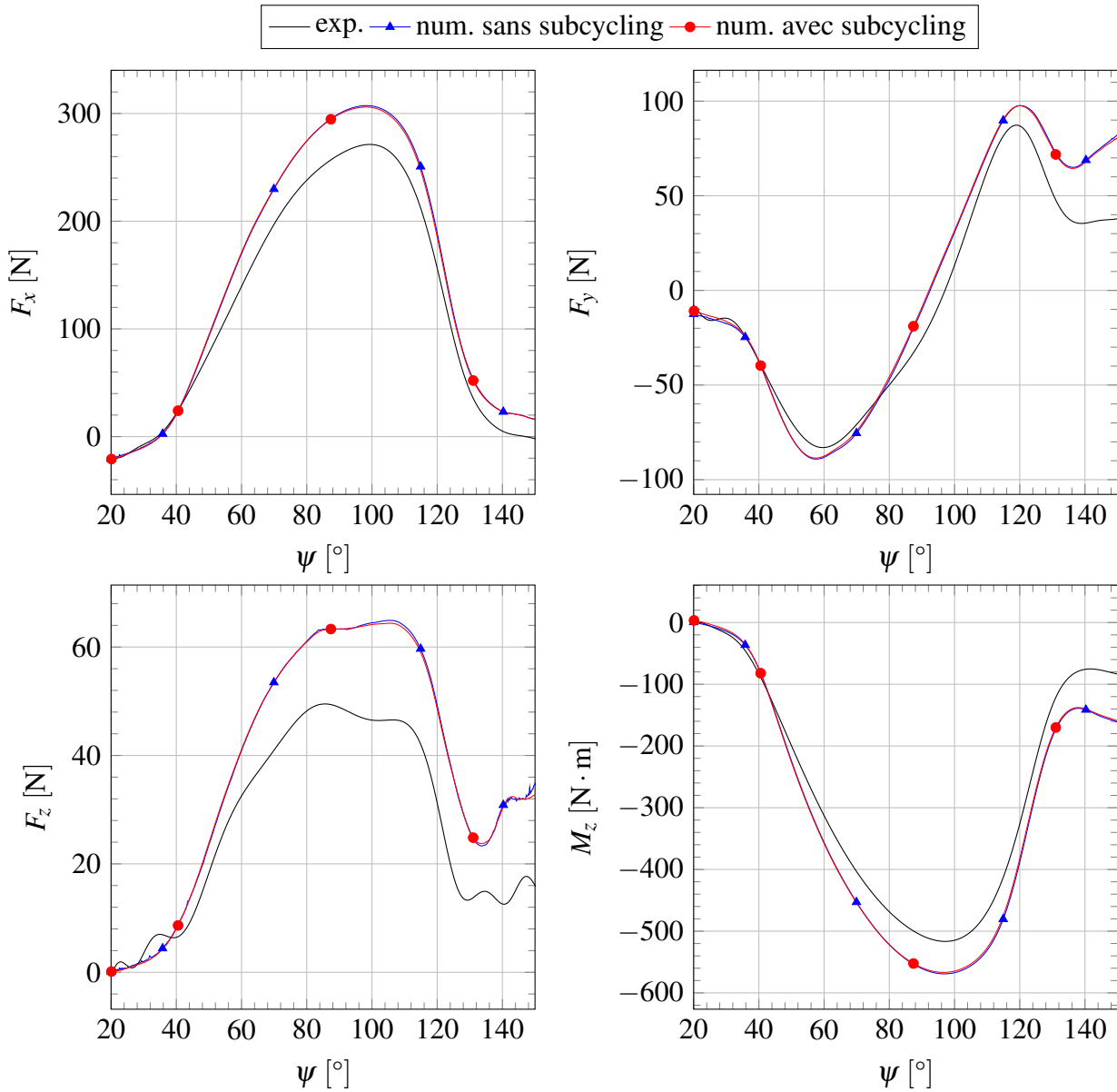


FIGURE 9.19 – Influence de l'utilisation de l'algorithme de sub-cycling sur l'évolution, par rapport à l'angle de balayage ψ_0 , des efforts hydrodynamiques F_x , F_y et F_z et du moment M_z selon l'axe de rotation, pour l'essai n° 67.

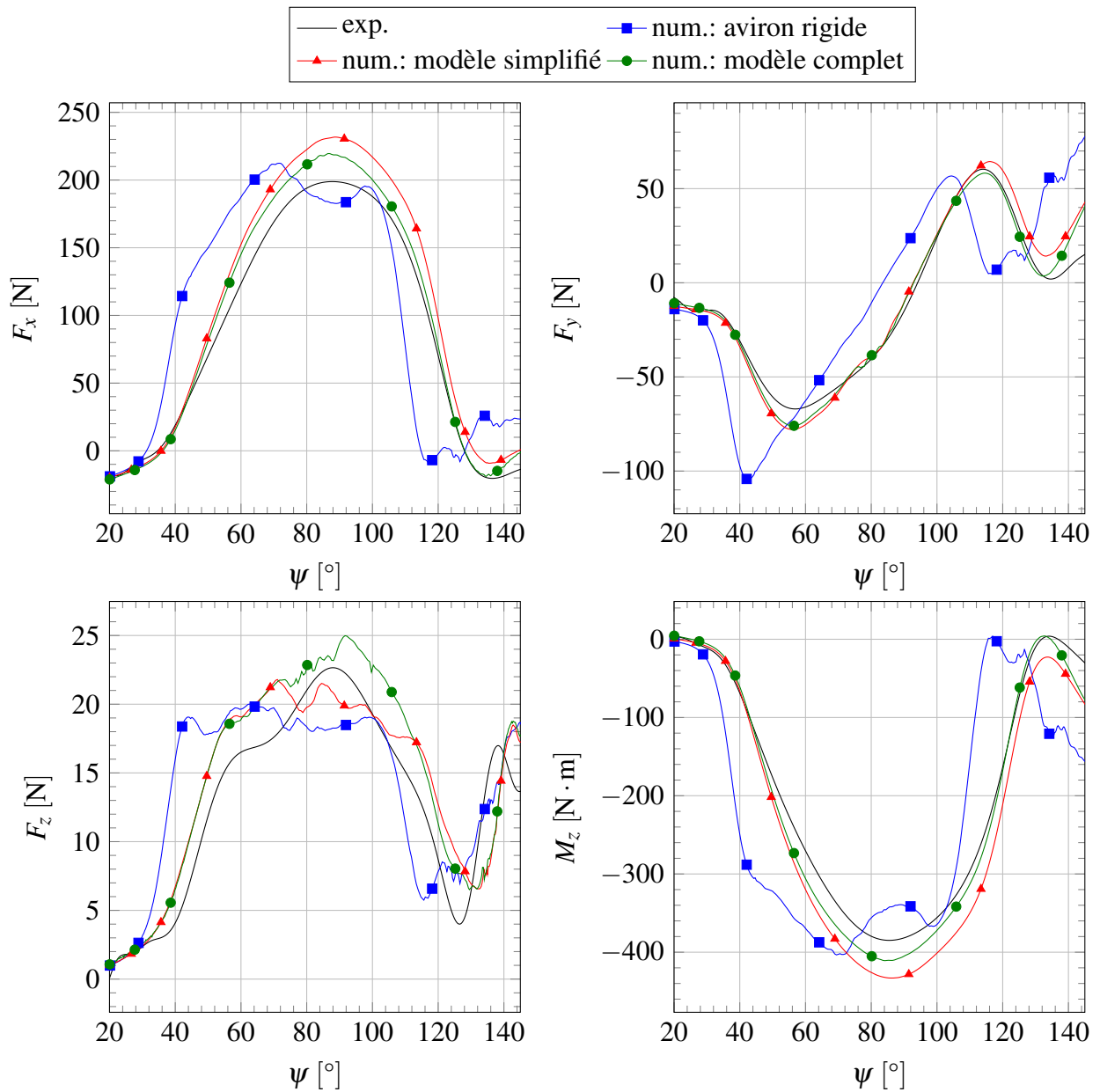


FIGURE 9.20 – Influence du modèle de flexion du manche de l'aviron sur l'évolution, par rapport à l'angle de balayage ψ_0 , des efforts hydrodynamiques F_x , F_y et F_z et du moment M_z selon l'axe de rotation, pour l'essai n° 154.

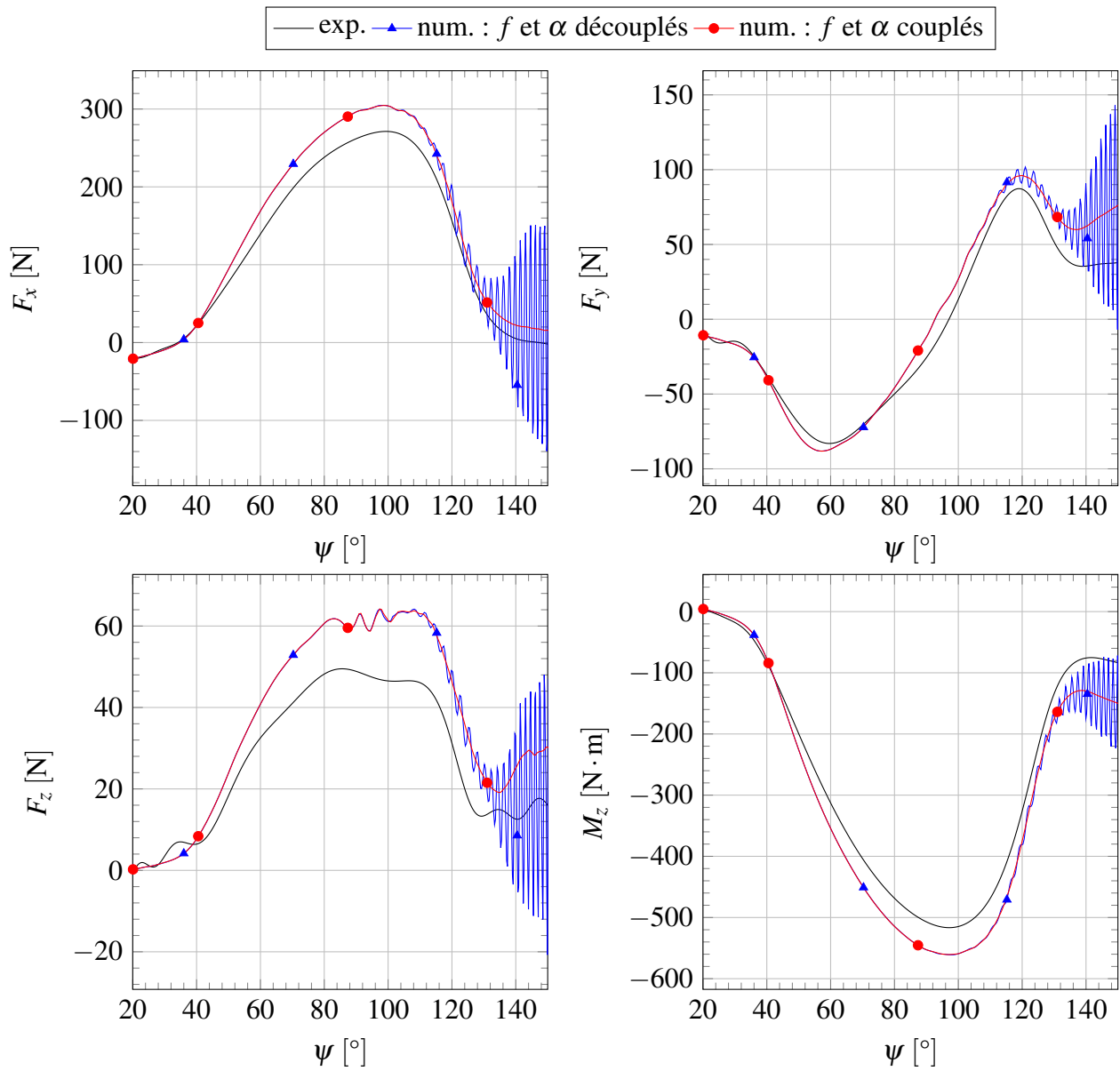


FIGURE 9.21 – Effet de la stratégie de couplage des déflexions linéaire f et angulaire α pour le modèle complet de flexion de l'avion pour l'essai n° 67.

9.4 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons validé notre modélisation de coup d'aviron sur une autre base de données expérimentale. A l'inverse de la configuration du chapitre 8, celle-ci est a priori moins sujette aux incertitudes de mesures. En effet, il s'agit d'un coup d'aviron effectué en conditions de laboratoire, dans un bassin de traction. L'aviron est rigidement lié à un bras rotatif. Ce dernier tourne par rapport à une plateforme permettant également de mesurer les efforts. Elle est mise en translation par le chariot du bassin de traction. Ce mouvement de roto–translation permet de générer un coup d'aviron simplifié. La perte du caractère réel se situe dans la perte d'au moins deux DDL de la palette dans la phase propulsive, à savoir la rotation l'immergeant dans l'eau et la translation verticale, mais aussi dans l'absence de l'instationnarité de la vitesse d'avance du bateau, le chariot ayant ici une vitesse constante pendant le coup d'aviron.

Les résultats des simulations numériques reproduisant ce coup d'aviron simplifié sont en bon accord avec les résultats expérimentaux. Les simulations ont tendance à surestimer les efforts propulsifs F_x et M_z d'environ 5 % à 12 % au maximum. Les tendances de profil d'effort sont bien décrites pour l'ensemble des essais reproduits et leurs dépendances aux paramètres caractérisant le coup d'aviron sont capturées. Les études de convergence ont montré qu'un maillage comptant un million de cellules suffit et qu'une discrétisation plus fine ne semble pas améliorer substantiellement les résultats. Il semble même possible d'effectuer des simulations avec un maillage de 300 000 cellules sans perte notable de précision.

Le modèle complet de flexion du manche de l'aviron a été validé dans les simulations effectuées dans ce chapitre et a montré qu'il permet de décrire globalement de meilleurs profils d'efforts que le modèle simplifié. Cependant, il a été nécessaire de mettre en place une stratégie de stabilisation entre les deux DDL ajoutés pour la flexibilité du manche : les déflexions linéaire f et angulaire α . Dans le modèle simplifié, les deux sont liées par une relation de proportionnalité. Dans le modèle complet, elles sont indépendantes mais cette liberté peut entraîner la divergence des simulations par instabilité du couplage IFS. Il a donc été nécessaire d'adapter les relaxations de position/orientation associées aux deux variables en ajoutant une dépendance aux termes extra-diagonaux de la matrice de masse ajoutée. Cette stratégie s'est avérée payante et a permis de stabiliser les simulations, en particulier sur les maillages fins.

Les écarts obtenus entre essais expérimentaux en conditions de laboratoire et simulations sont, comme nous nous y attendions, globalement plus faibles que ceux obtenus en conditions écologiques. La raison principale à cette diminution d'erreur est que l'environnement du bassin de traction est mieux maîtrisé qu'un plan d'eau naturel et que les informations nécessaires au calage des simulations étaient presque toutes connues. Ceci permet de diminuer les incertitudes sur les signaux d'acquisition, bien qu'il subsiste des sources d'erreur conséquentes. Au chapitre suivant, nous effectuons en ce sens une étude des incertitudes et leurs conséquences sur les résultats.

Bilan des résultats et étude des incertitudes

Ce chapitre vise dans un premier temps à synthétiser les résultats obtenus pour les deux types de coup d'aviron reproduits par simulation numérique. Nous donnons ensuite les sources d'erreur expérimentales et numériques possibles, à l'origine des écarts obtenus. Pour finir, une étude des incertitudes sur la vitesse incidente est également réalisée, pour expliquer les écarts.

10.1 Revue des résultats obtenus

Le travail a consisté à valider un cadre de simulation de coup d'aviron sur deux bases de données expérimentales bien différentes l'une de l'autre. La première est issue d'enregistrements effectués sur un bateau instrumenté où deux rameurs de niveau élite ont effectué plusieurs coups d'aviron à une cadence d'entraînement. Ces mesures en conditions écologiques souffrent d'un manque de confiance en raison de l'instabilité du milieu environnant et d'absence d'acquisition de certaines données pourtant essentielles pour caler les simulations numériques. La seconde campagne expérimentale a été effectuée en laboratoire, dans le bassin de traction du LHEEA, dans un environnement mieux maîtrisé mais avec des simplifications nécessaires sur le coup d'aviron alors généré.

Dans les deux configurations, nous sommes parvenus à reproduire les tendances des profils d'effort obtenus par mesures expérimentales et, de manière qualitative, les caractéristiques d'un coup d'aviron que nous avons décrit au chapitre 6. A ce titre, la Figure 10.1 page 247 illustre la déformation de la surface libre autour de la palette et la création de poche(s) d'air derrière la palette. Pour les deux simulations, des maillages fins ont été utilisés : $11,4 \cdot 10^6$ de cellules pour le premier et $17,7 \cdot 10^6$ pour le second. Bien que nous pouvons noter la présence de structures très fines apparaissant derrière la palette avec ces maillages fins, les résultats sur les efforts ne varient que très peu en passant à un maillage grossier de l'ordre du million de cellules (voire très grossier avec 300000 cellules).

Le Tableau 10.1 page suivante résume les écarts obtenus dans les deux configurations d'essai. Pour le coup d'aviron effectué en bassin de traction, les maxima d'efforts propulsifs sont surestimés de 5 à 12 % alors qu'ils sont sous-estimés de 15 à 20 % pour le coup d'aviron en conditions écologiques. Nous pensons que les écarts sont plus importants pour les essais in situ en raison de plus fortes incertitudes sur les mesures expérimentales. Il est aussi possible que notre cadre de simulation conduise à des erreurs, quelle que soit la finesse du maillage. Nous listons quelques

sources d'erreur possibles pour les mesures expérimentales et pour les simulations numériques dans la section suivante.

coup d'aviron	réel	simplifié
ordre de grandeur de l'erreur sur les maxima d'efforts propulsifs	-15 à -20 %	+5 à +12 %

Tableau 10.1 – Résumé de l'ordre de grandeur des écarts (num. - exp.) sur les maxima des efforts propulsifs entre mesures expérimentales et résultats des simulations numériques pour les deux configurations de coup d'aviron

10.2 Inventaire des sources d'erreur possibles

10.2.1 Erreurs expérimentales

- **Absence de mesure** : pour les essais in situ, le roulis du bateau n'a pas été mesuré et cela entraîne de fortes incertitudes sur l'altitude de la palette, donnée cruciale pour caler la configuration numérique. En outre, ni le tangage ni le pilonnement du bateau n'ont été mesurés.
- **Précision et répétabilité des mesures** : les capteurs utilisés donnent majoritairement des résultats avec de faibles intervalles d'erreur et avec des répétabilités acceptables. Cependant, la combinaison de faibles incertitudes peut conduire rapidement à de très fortes incertitudes sur des grandeurs d'intérêt (cf. section 10.3). Par ailleurs, le système d'acquisition était défectueux et il a fallu rééchantillonner les signaux temporels a posteriori, avec une confiance inconnue sur cette resynchronisation.
- **Instabilité de l'environnement de mesure** : les capteurs sont sensibles à diverses sources de parasites. Nous retrouvons par exemple les vibrations du chariot et de la plateforme pour les essais en bassin, ce qui engendre un spectre fréquentiel très large et des signaux très perturbés (cf. Figure 9.3 page 216).
- **Erreur de filtrage** : les signaux expérimentaux ne sont pas utilisables dans leur état brut. En appliquant un filtrage des données, du contenu fréquentiel utile peut être perdu.

10.2.2 Erreurs numériques

- **Sources d'erreur en CFD** :

- **Erreurs de modélisation** : il s'agit de la différence entre l'écoulement réel et le modèle mathématique utilisé pour le décrire. Dans notre cas, le modèle de résolution de l'écoulement est constitué des équations de Navier-Stokes en moyenne de Reynolds, ou bien d'un modèle Euler (viscosité nulle). Ce sont les modèles permettant de décrire au mieux notre problème physique, tout du moins dans l'intervalle angulaire d'intérêt. Nous avons vu que ces modèles sont mis en défaut pour la fin du coup d'aviron simplifié, pour $\psi_0 > 130^\circ$. Il faudrait investiguer la raison des écarts obtenus en faisant par exemple une simulation DES.
- **Erreurs de discrétisation** : cela représente la différence entre la solution exacte du modèle mathématique et la solution exacte des équations discrétisées implémentées

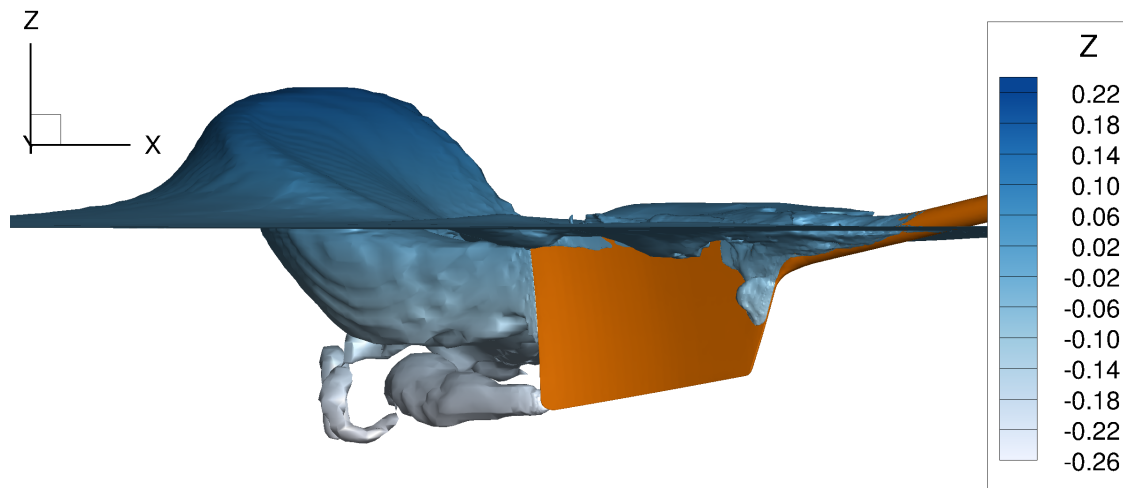
(a) Coup d'aviron simplifié, essai n° 154, $\psi_0 = 135^\circ$ (b) Coup d'aviron réel, essai F001, $\psi_0 = 107^\circ$

FIGURE 10.1 – Instantanés de l'écoulement autour de la palette pour les deux types de coup d'aviron simulés

dans le solveur. Pour les calculs de résistance hydrodynamique à l'avancement, où un état stationnaire est atteint, *ISIS-CFD* a montré être capable d'obtenir des efforts avec une marge d'erreur inférieure à 5 % pour des carènes usuelles. Pour les écoulements de nature instationnaire, il n'est pas possible d'avancer une marge d'erreur dans le cas général. Eça et coll. [59] ont montré en utilisant le code ReFRESKO que les études de convergence en maillage et en temps présentent de réelles difficultés pour les modèles URANS, même pour des problèmes périodiques simples où une solution analytique existe.

- **Erreurs de convergence** : elles traduisent l'erreur entre la solution exacte des équations discrétisées et la solution obtenue après un nombre défini d'itérations ou quand un ordre de convergence est atteint. Nos simulations de coup d'aviron simplifié convergent à chaque itération temporelle sur 3 ordres ou, au maximum, en 15 itérations non linéaires.

L'équation de pression est convergée avec 3 à 4 ordres. Nous n'avons pas cherché à augmenter ce niveau de convergence car les temps de calcul auraient été nettement augmentés.

- **Autres sources d'erreur :**

- **Modèle de flexion du manche :** Nous avons montré en 8.3.2.6 un léger défaut de modélisation pour le coup d'aviron réel provoquant une surestimation des déflexions linéaire et angulaire. Par ailleurs, l'approche choisie est de type quasi-statique. Cela implique que, à convergence, les déflexions obtenues sont des fonctions du chargement fluide, indépendantes du temps. Par conséquent, aucun temps de réponse n'est considéré. Comme le chargement évolue de manière continue, l'approche quasi-statique ne devrait toutefois pas être mise en défaut.
- **Conditions aux limites :** Nous avons considéré pour le coup d'aviron simplifié une approche *milieu infini* en négligeant les effets de fond, ce qui est justifié compte tenu du faible rapport entre la taille de la palette et la profondeur du bassin, mais aussi les effets de bord. Cette dernière hypothèse est peut-être à reconsidérer car la palette s'approche assez près de la paroi latérale du bassin¹ (cf. Figure 10.2) bien que le coup d'aviron soit très bref : l'intervalle angulaire $\psi_0 \in [20^\circ, 150^\circ]$ est exécuté en une durée d'environ 1,2 s.

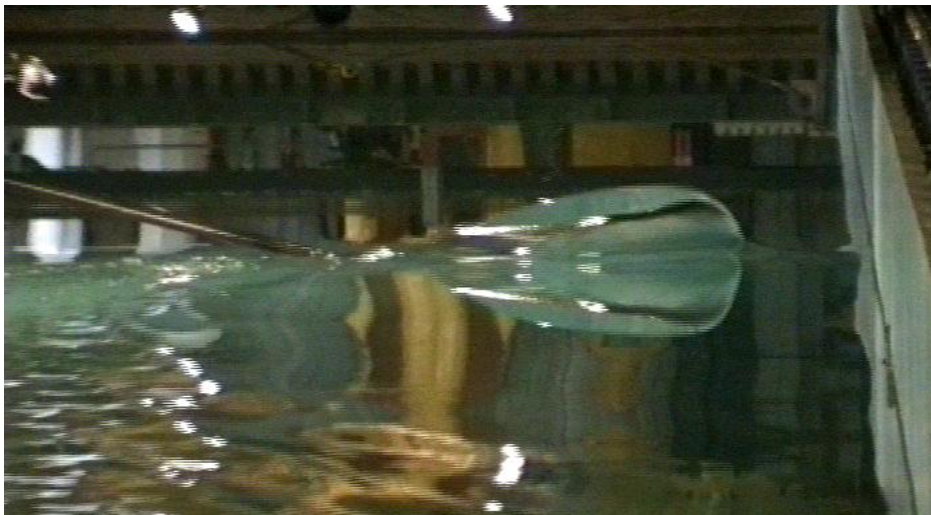


FIGURE 10.2 – Photographie d'un coup d'aviron simplifié effectué au bassin des carènes de l'ECN

1. Nous ne connaissons pas la distance exacte.

10.3 Etude des incertitudes sur la vitesse incidente de l'écoulement

Les efforts hydrodynamiques sur la palette dépendent de la vitesse incidente de l'écoulement par rapport à la palette. Dans l'idéal, il faudrait exprimer cette vitesse en un point I où le moment hydrodynamique sur la palette serait nul (c'est-à-dire avoir un torseur glisseur). Cette définition n'est pas parfaite. En effet, si une solution existe, elle peut donner une coordonnée n'appartenant pas à la palette, voire une position très éloignée de celle-ci, ce qui est peu pratique et rend les analyses plus complexes. Il est alors d'usage d'exprimer la vitesse incidente en un point arbitraire situé approximativement au milieu de la palette. Afin de réduire le nombre de paramètres, nous avons choisi d'exprimer la vitesse incidente au niveau de l'emplanture de la palette, c'est-à-dire à la jonction aviron-palette, au point D sur la Figure 10.3 page suivante.

Pour simplifier les démarches, nous ne considérons qu'un seul DDL pour le bateau et pour l'aviron. Le bateau avance à une vitesse constante V_c suivant les x positifs. L'aviron est mis en rotation par rapport au bateau en un point B (dame de nage) suivant l'axe z . La position angulaire de l'aviron est donnée par l'angle ψ_0 , formé par l'axe x et la projection de l'aviron dans le plan (xOy) . La vitesse de rotation de l'aviron $\dot{\psi}_0$ n'est pas constante. L'aviron est incliné dans l'eau d'un angle θ_1 . L_e définit le levier extérieur, c'est-à-dire la distance entre la dame de nage et l'emplanture. Cette configuration est a priori identique à celles des essais réalisés en bassin de traction en 1999.

10.3.1 Calcul de la norme de la vitesse incidente et de son angle

La vitesse du point D appartenant à la palette par rapport à l'eau, $\vec{V}_{D \in \text{palette}/\text{eau}}$, s'obtient par la relation de composition de vitesses

$$\vec{V}_{D \in \text{palette}/\text{eau}} = \vec{V}_{D \in \text{palette}/\text{bateau}} + \vec{V}_{D \in \text{bateau}/\text{eau}}, \quad (10.1)$$

où $\vec{V}_{D \in \text{bateau}/\text{eau}}$ est tout simplement égale à la vitesse du bateau dans \mathfrak{R}_0 , $\vec{V}_c = V_c \cdot \vec{i}_0$, et où $\vec{V}_{D \in \text{palette}/\text{bateau}} = L_e \cos \theta_1 \dot{\psi}_0 \cdot \vec{j}_a$, exprimé dans le repère \mathfrak{R}_a associé à l'aviron rigide.

La vitesse incidente de l'eau au point D , \vec{V}_i , est l'opposé de $\vec{V}_{D \in \text{palette}/\text{eau}}$ et vaut donc :

$$\vec{V}_i = \begin{pmatrix} -V_c \cos \psi_0 \\ -L_e \cos \theta_1 \dot{\psi}_0 + V_c \sin \psi_0 \\ 0 \end{pmatrix}_{\mathfrak{R}_a}. \quad (10.2)$$

Le rendement cinématique, noté η , a pour valeur

$$\eta = \frac{V_c \sin \psi_0}{L_e \cos \theta_1 \dot{\psi}_0}. \quad (10.3)$$

En utilisant η , la norme de la vitesse incidente s'exprime simplement comme

$$V_i = V_c \sqrt{1 + \frac{1}{\eta} \left(\frac{1}{\eta} - 2 \right) \sin^2 \psi_0}, \quad (10.4)$$

et l'angle d'incidence comme

$$i = \arctan \left(\tan \psi_0 \left(\frac{1}{\eta} - 1 \right) \right). \quad (10.5)$$

Les maxima d'efforts apparaissent quand $\psi_0 \approx 90^\circ$ et quand la vitesse incidente est la plus faible. En pratique, dans cette zone angulaire, la vitesse linéaire de n'importe quel point de la palette est supérieure en valeur absolue à la vitesse d'avance du bateau, ce qui explique que la trajectoire $y(x)$ de ce point forme une boucle. Il y a alors une colinéarité entre \vec{V}_c et $\vec{V}_{D \in palette/bateau}$ et V_i s'obtient par soustraction des normes de ces deux vitesses. L'étroitesse de la boucle de la trajectoire indique que V_i est presque nulle.

Le problème consiste donc à retrouver avec la plus grande précision possible la valeur d'une variable à partir d'une soustraction de mesures de deux autres variables dont l'ordre de grandeur est similaire mais supérieur à celui de la variable à trouver. Il est alors évident que la moindre erreur sur l'une des deux mesures entraîne une erreur bien supérieure sur la variable d'intérêt. En outre, il est primordial d'estimer V_i avec précision car les efforts dans cette zone angulaire sont maximaux.

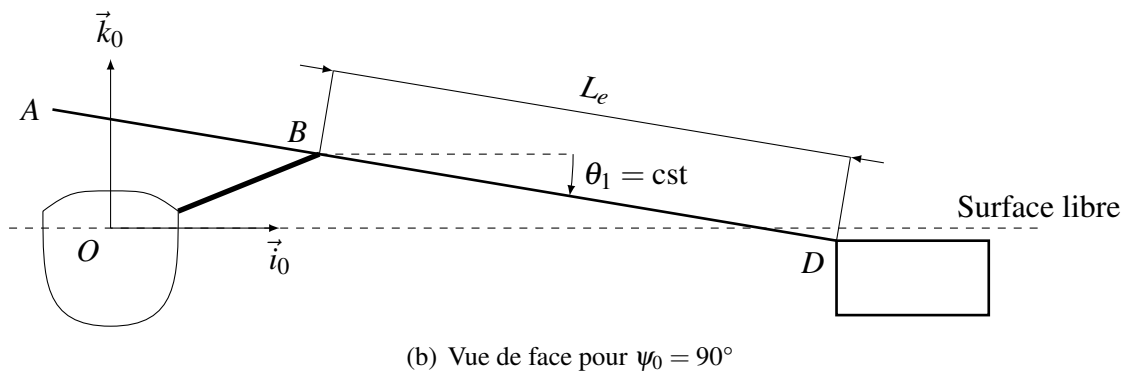
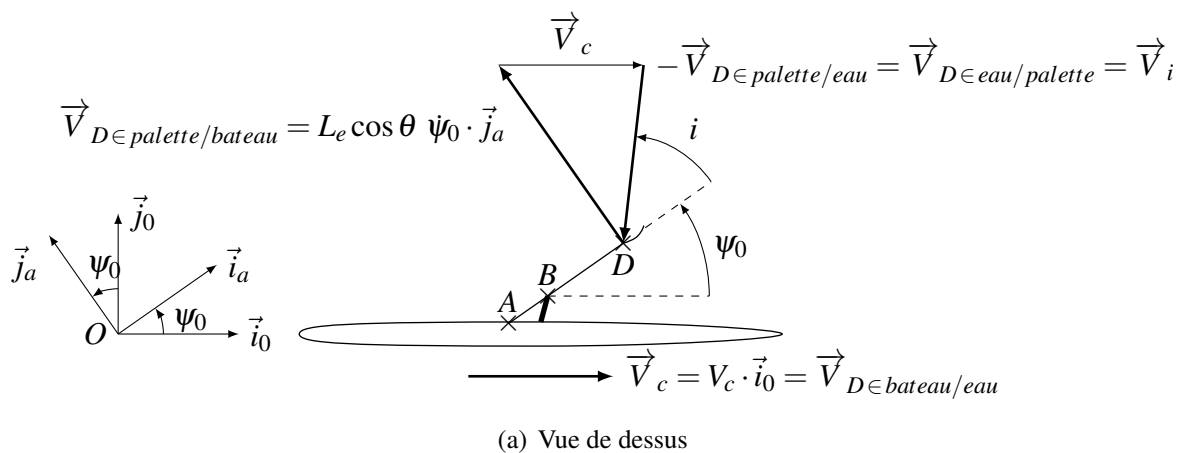


FIGURE 10.3 – Schéma de la modélisation de la vitesse incidente.

10.3.2 Estimation formelle des incertitudes sur la norme de la vitesse incidente et de son angle

Si une quantité Q dépend de N paramètres \mathcal{P}_k , $k \in [1, N]$, chacun estimé à $\Delta \mathcal{P}_k$ près, $\Delta \mathcal{P}_k \geq 0$, alors une possibilité d'estimation de l'incertitude ΔQ sur Q est

$$\Delta Q \leq \sum_{k=1}^N \left| \frac{\partial Q}{\partial \mathcal{P}_k} \right| \Delta \mathcal{P}_k . \quad (10.6)$$

Les variables V_i et i ont pour paramètres V_c , ψ_0 , $\dot{\psi}_0$, L_e et θ_1 . Nous choisissons de traiter séparément ψ_0 et $\dot{\psi}_0$, comme si les deux grandeurs étaient indépendantes, pour simplifier les calculs. En appliquant (10.6) pour ΔV_i et Δi et en utilisant les équations (10.3, 10.4, 10.5) définissant respectivement η , V_i et i , nous obtenons après développements

$$\frac{\Delta V_i}{V_i} \leq \left(\frac{V_c}{V_i}\right)^2 \cdot \left[\left| 1 - \frac{\sin^2 \psi_0}{\eta} \right| \frac{\Delta V_c}{V_c} + \frac{1}{\eta} \left| \frac{1}{\eta} - 1 \right| \sin^2 \psi_0 \left(\frac{\Delta L_e}{L_e} + \tan \theta_1 \Delta \theta_1 + \frac{\Delta \dot{\psi}_0}{\dot{\psi}_0} \right) + \frac{|\sin 2\psi_0|}{2\eta} \Delta \psi_0 \right] \quad (10.7)$$

et

$$\Delta i \leq \frac{|\tan \psi_0|}{\eta (1 + \tan^2 i)} \left(\frac{\Delta V_c}{V_c} + \frac{\Delta L_e}{L_e} + \frac{\Delta \dot{\psi}_0}{\dot{\psi}_0} + \tan \theta_1 \Delta \theta_1 + \eta \left| \tan i - \frac{1}{\tan \psi_0} \right| \Delta \psi_0 \right). \quad (10.8)$$

Pour obtenir les équations (10.7) et (10.8), nous nous sommes servis de la positivité de $\dot{\psi}_0$ et de θ_1 (et $\theta_1 \approx 10^\circ$). Si nous excluons une phase très courte au début du coup d'aviron où ψ_0 peut être légèrement négatif, nous pouvons alors estimer que $\psi_0 \geq 0$ et donc que $\eta \geq 0$.

10.3.3 Estimation numérique des incertitudes sur la norme de la vitesse incidente et de son angle

Nous étudions les incertitudes sur la norme de la vitesse incidente V_i et de son angle i pour un coup d'aviron particulier effectué en bassin. Il s'agit de l'essai 154. Nous choisissons deux jeux d'incertitudes pour les variables (ΔV_c , $\Delta \psi_0$, $\Delta \dot{\psi}_0$, ΔL_e , $\Delta \theta_1$). Le premier jeu est assez favorable et le second est plutôt défavorable mais tout de même réaliste. L'incertitude sur θ_1 provient d'une note technique rédigée par un expérimentateur et nous la laissons constante dans les deux jeux. Celles des autres paramètres sont originalement inconnues donc des valeurs sont proposées. Les valeurs numériques des paramètres et de leurs incertitudes pour les deux configurations étudiées sont recensées dans le tableau 10.2. L'incertitude $\Delta \dot{\psi}_0 = 0,5^\circ \cdot s^{-1}$ pour le jeu 1 provient de l'estimation $\Delta \dot{\psi}_0 = \Delta \psi_0 f_s$, où f_s est la fréquence d'échantillonnage et a pour valeur 500 Hz. Nous n'avons pas utilisé cette relation dans le jeu 2 car elle aurait été trop défavorable.

Paramètre	V_c [m.s ⁻¹]	ψ_0 [°]	$\dot{\psi}_0$ [°.s ⁻¹]	L_e [m]	θ_1 [°]
	4,20	variable avec $\psi_0 \in [0^\circ, 180^\circ]$	variable avec $\dot{\psi}_{0,\max} \approx 200^\circ \cdot s^{-1}$	1,558	9,50
Incertainde	ΔV_c [m.s ⁻¹]	$\Delta \psi_0$ [°]	$\Delta \dot{\psi}_0$ [°.s ⁻¹]	ΔL_e [m]	$\Delta \theta_1$ [°]
Jeu 1	0,005	0,001	0,5	0,005	0,05
Jeu 2	0,100	0,100	1,0	0,020	0,05
Incertainde relative	$\frac{\Delta V_c}{V_c}$ [%]	$\frac{\Delta \psi_0}{\psi_0}$ [%]	$\frac{\Delta \dot{\psi}_0}{\dot{\psi}_0}$ [%]	$\frac{\Delta L_e}{L_e}$ [%]	$\frac{\Delta \theta_1}{\theta_1}$ [%]
Jeu 1	0,1	-	0,3	0,3	0,5
Jeu 2	2,4	-	0,5	1,3	0,5

Tableau 10.2 – Valeurs supposées des paramètres et jeux d'incertitudes

La Figure 10.4(a) représente l'évolution de la norme V_i de la vitesse incidente en fonction de l'angle de balayage de l'aviron. La vitesse est maximale et égale à la vitesse du chariot en début et fin de coup. Elle décroît dans une première phase, passe par un minimum pour $\psi_0 \approx 90^\circ$, puis croît dans une seconde phase. L'évolution de l'angle incident i en fonction de l'angle de balayage de l'aviron est tracé sur la Figure 10.4(b). Sa variation est plus complexe que V_i . Il est nul en début de coup. Il décroît légèrement dans la phase neutre et jusqu'à $\psi_0 \approx 30^\circ$. Ensuite il croît jusqu'à $\psi_0 \approx 130^\circ$, en passant par le point $(90^\circ, 90^\circ)$, pour atteindre une incidence maximale d'environ 200° , avant de décroître vers une valeur de 180° en fin de coup. La valeur maximale atteinte, supérieure à 180° , semble au premier abord assez surprenante. Elle s'explique par le fait que le point de référence choisi pour cette étude (en E) est probablement trop proche de l'axe de rotation de l'aviron et que ce choix a pour conséquence d'augmenter l'angle d'incidence. Il est aussi possible que cela provienne de la loi d'évolution temporelle de ψ_0 relativement à la vitesse du chariot. Pour garder une incidence inférieure à 180° , il aurait fallu choisir une valeur plus petite pour V_c . La Figure 10.4(c) propose une autre visualisation des quantités liées à l'incidence en montrant l'évolution de la norme V_i de la vitesse incidente en fonction de l'angle d'incidence.

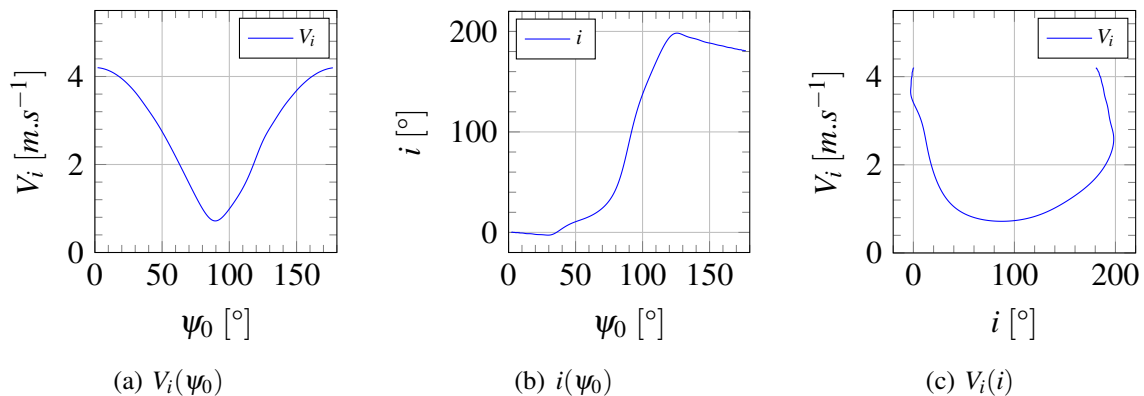


FIGURE 10.4 – Evolution, en fonction de l'angle de balayage de l'aviron, (a) de la norme de la vitesse incidente et (b) de l'angle d'incidence, et (c) évolution de la norme de la vitesse incidente en fonction de l'angle incident.

Les évolutions des incertitudes ΔV_i et Δi en fonction de l'angle de balayage de l'aviron sont tracées sur la Figure 10.5 page ci-contre, pour les deux jeux d'incertitudes. Dans tous les cas il y a une quasi-symétrie des courbes par rapport à l'axe vertical passant par $\psi_0 = 90^\circ$. ΔV_i est maximal en cette valeur alors que Δi y est presque minimal et nul. Le maximum est de $0,035 \text{ m.s}^{-1}$ pour le jeu 1 et de $0,19 \text{ m.s}^{-1}$ pour le jeu 2. Les deux maxima de Δi apparaissent à $\psi_0 = 80^\circ$ et $\psi_0 = 100^\circ$ et ont pour valeurs $1,5^\circ$ pour le jeu 1 et 9° pour le jeu 2.

Il est important de tenir compte des valeurs intrinsèques des incertitudes des grandeurs considérées, notamment de leurs maxima, comme indiqué précédemment, mais il faut les juxtaposer aux valeurs de ces grandeurs pour en comprendre les effets. La Figure 10.6 page 254 représente, comme la Figure 10.4(a), l'évolution de la norme V_i de la vitesse incidente en fonction de l'angle de balayage de l'aviron. Cette fois une zone d'incertitude est ajoutée. Pour un angle ψ_0 donné, la valeur de V_i se situe dans l'intervalle $[V_i - \Delta V_i, V_i + \Delta V_i]$. Pour le cas le plus favorable, cette surface est quasi-nulle en dehors de l'intervalle angulaire $[80^\circ, 100^\circ]$. Dans cette zone, la vitesse incidente y est pourtant minimale. Le rapport $\Delta V_i/V_i$ est donc maximal et vaut environ 5% (cf. Figure 10.8(a) page 255). Les valeurs d'incertitudes ($\Delta V_c, \Delta \psi_0, \Delta \dot{\psi}_0, \Delta L_e, \Delta \theta_1$) du jeu 2 peuvent paraître raison-

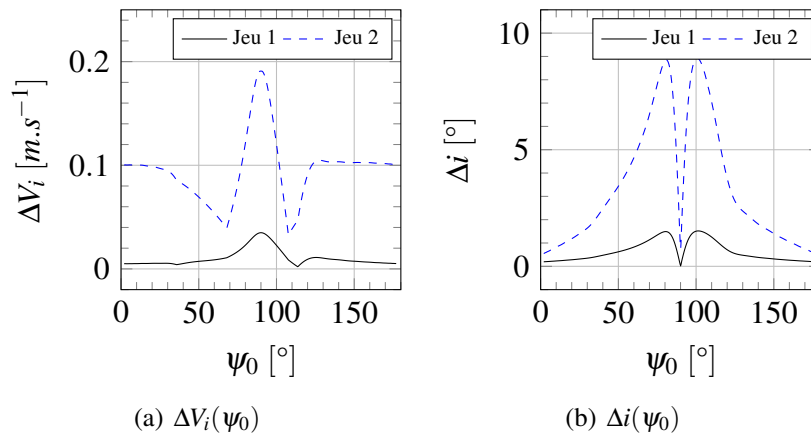


FIGURE 10.5 – Evolution, en fonction de l'angle de balayage de l'aviron, (a) de la norme de la vitesse incidente et (b) de l'angle incident, pour les jeux d'incertitudes 1 et 2.

nables prises une à une. En revanche, la combinaison de leurs effets semblent destructrice pour la confiance sur V_i . En effet, la surface d'incertitude du jeu 2 est beaucoup plus étendue que celle du jeu 1. Ce constat est valable sur l'ensemble du coup et s'accroît quand V_i est minimal, où le rapport $\Delta V_i/V_i$ atteint alors 27% (cf. Figure 10.8(a) page 255). Selon le même principe, la Figure 10.7 page 255 représente l'angle d'incidence avec sa surface d'incertitude. Pour le jeu 1, cette surface est à peine visible. La Figure 10.8(b) page 255 permet de visualiser le rapport $\frac{\Delta i}{i}$. Si nous excluons les zones où $i \rightarrow 0$, c'est-à-dire où $\frac{\Delta i}{i} \rightarrow \infty$, nous constatons qu'il reste principalement deux plateaux où l'erreur relative est conséquente. Il s'agit approximativement des intervalles angulaires $[10^\circ, 30^\circ]$ et $[50^\circ, 80^\circ]$. L'erreur y est respectivement d'environ 15% et 5%. Pour le jeu 2, la surface d'incertitude est bien visible sur la Figure 10.7(b) page 255. L'erreur relative dans deux intervalles angulaires est respectivement d'environ 60% et 30%.

Pour finir, les figures 10.9 et 10.10 permettent de comprendre l'origine des incertitudes sur V_i et i en terme de distribution des incertitudes intrinsèques sur chaque paramètre. Il apparaît que chaque paramètre a une importance non négligeable dans au moins une partie du coup d'aviron, mis à part la contribution de $\Delta\theta_1$ qui peut être oubliée car elle reste en dessous de 5% dans tous les cas. La contribution de $\Delta\psi_0$ est assez faible sur la totalité du coup mais elle connaît des pics importants. Ainsi, elle atteint environ 20% de ΔV_i pour le jeu 2 en $\psi_0 = 70^\circ$ et $\psi_0 = 110^\circ$, également 20% mais pour Δi en $\psi_0 = 90^\circ$ et même jusqu'à 80% pour le jeu 2. Les contributions de $\Delta\psi_0$ et ΔL_e sont similaires en proportion sur la partie significative du coup d'aviron, c'est-à-dire l'intervalle $[30^\circ, 140^\circ]$, où elles atteignent entre 40% et 50% pour le jeu 1 pour ΔV_i et Δi . Pour le jeu 2, leurs parts diminuent et n'atteignent qu'environ 30% pour ΔL_e à $\psi_0 = 90^\circ$ à la fois pour ΔV_i et Δi et environ 15% pour $\Delta\psi_0$, avec des pics légèrement supérieurs à ces valeurs sur ΔV_i en $\psi_0 = 70^\circ$ et $\psi_0 = 110^\circ$. La contribution de ΔL_e est totale en début et fin de coup d'aviron pour ΔV_i mais ΔV_i est quasi-nul quand $\psi_0 \rightarrow 0^\circ$ et $\psi_0 \rightarrow 180^\circ$. En milieu de coup, la part est, à la fois pour ΔV_i et Δi , respectivement d'environ 15% pour le jeu 1 et 50% pour le jeu 2.

10.3.4 Résumé de l'étude

Cette modélisation permet de souligner l'importance de l'incertitude des paramètres expérimentaux sur une mesure donnée ou sur une grandeur d'intérêt, comme la vitesse incidente de

l'écoulement sur la palette d'aviron. Elle a mis en évidence que, même à partir d'incertitudes très faibles sur les paramètres, comme pour le jeu 1 où chacune est inférieure à 1%, la norme de la vitesse incidente peut avoir une incertitude maximale de $\pm 5\%$ et son angle de $\pm 15\%$. Si nous estimons que les efforts sont proportionnels au carré de la vitesse incidente² et si nous laissons de côté l'incertitude sur l'angle d'incidence, alors les incertitudes sur la norme de la vitesse incidente des jeux 1 et 2, respectivement de 5% et 27%, entraînent des incertitudes sur les efforts respectivement de 10% et 61%.

Cette analyse de propagation des incertitudes permet donc de prendre du recul sur les écarts obtenus entre essais expérimentaux et simulations numériques. Compte tenu des incertitudes expérimentales et des erreurs numériques, des écarts de 10 à 15% peuvent être considérés comme acceptables. Il faut tout de même insister sur le fait que cette méthode a probablement tendance à surestimer l'incertitude. Elle est utile pour borner l'erreur sur la solution. Il serait intéressant d'étudier l'influence de chaque paramètre en figeant les autres à certaines valeurs. Pour être plus complet et étendre le cadre de l'étude à un coup d'aviron réel, il faudrait aussi prendre en compte d'autres paramètres importants comme les cinq autres DDL du bateau.

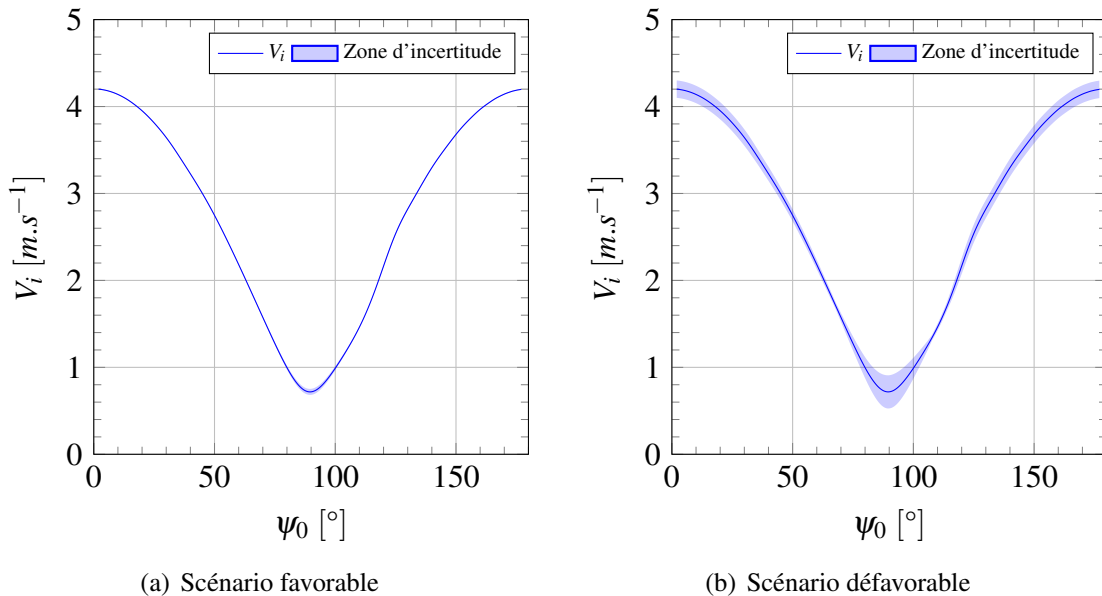


FIGURE 10.6 – Evolution de la norme de la vitesse incidente en fonction de l'angle de balayage de l'aviron pour les jeux d'incertitudes (a) 1 et (b) 2.

2. Il faudrait plutôt prendre uniquement la composante normale de la vitesse incidente.

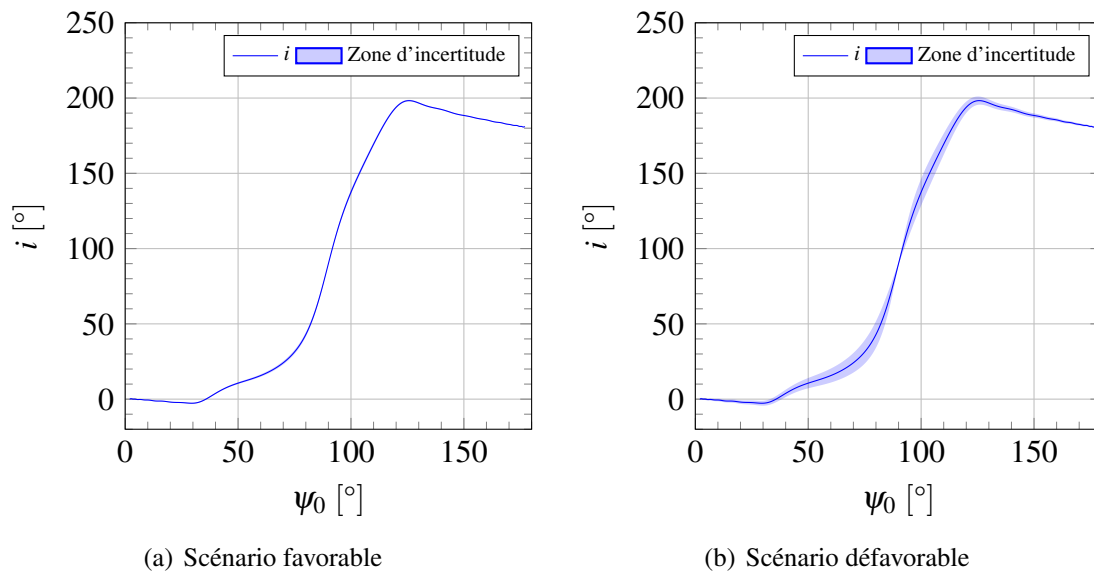


FIGURE 10.7 – Evolution de l'angle incident en fonction de l'angle de balayage de l'avion pour les jeux d'incertitudes (a) 1 et (b) 2.

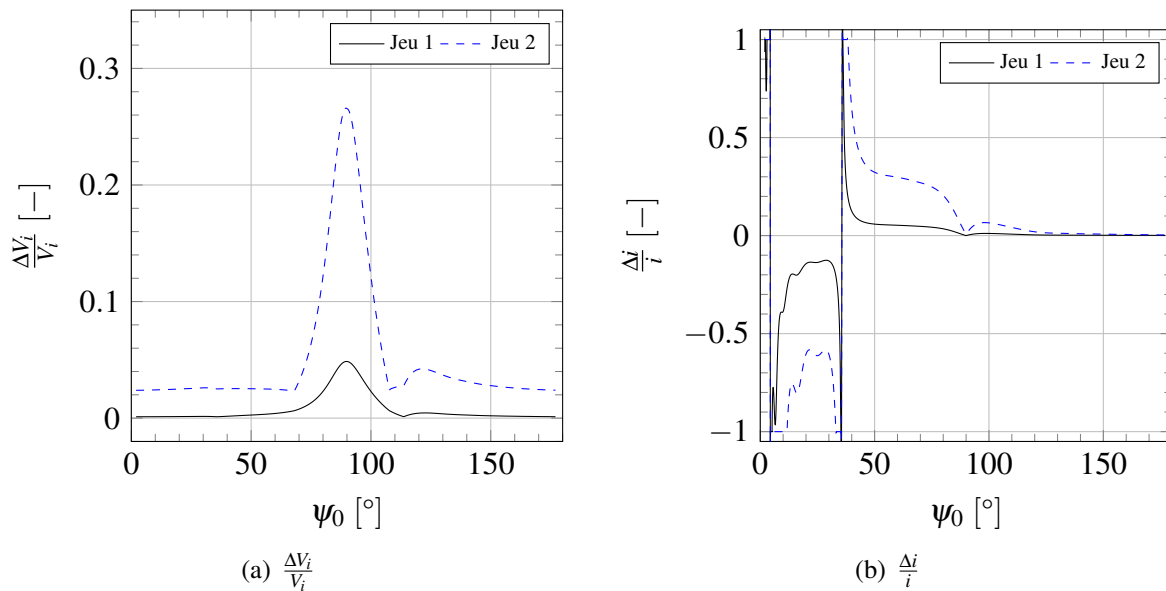


FIGURE 10.8 – Evolution des incertitudes relatives (a) sur V_i et (b) sur i en fonction de l'angle de balayage de l'avion pour les jeux d'incertitudes 1 et 2.

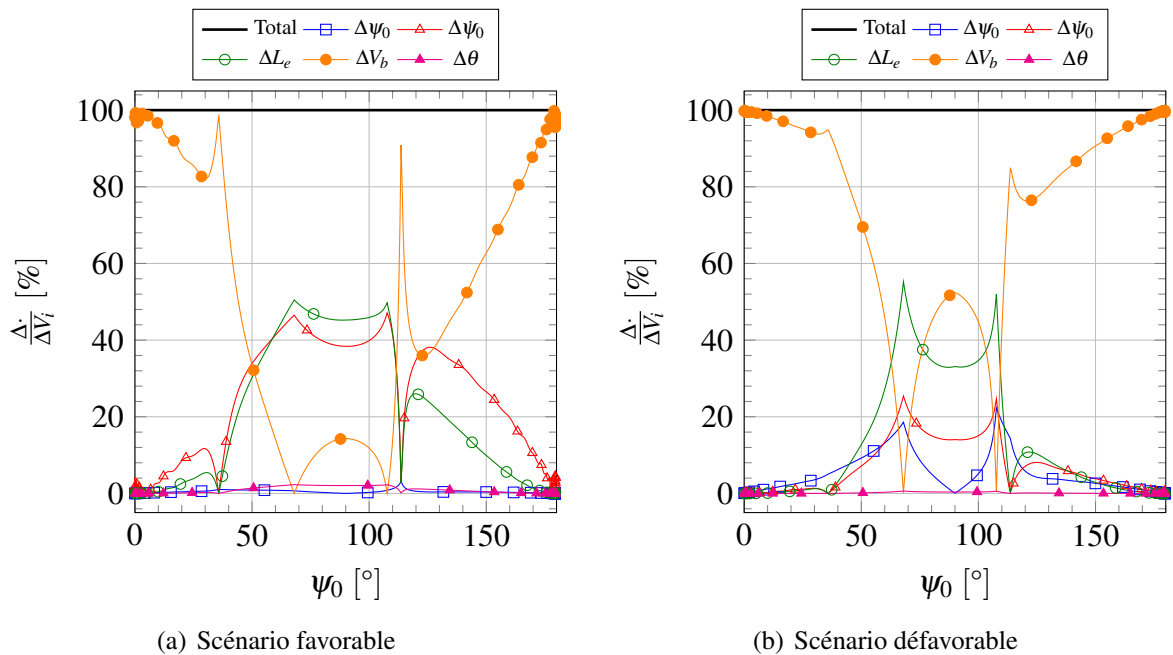


FIGURE 10.9 – Evolution de la distribution des incertitudes sur la norme de la vitesse incidente dues à chaque paramètre pour les jeux d’incertitudes (a) 1 et (b) 2 en fonction de l’angle de balayage de l’avion

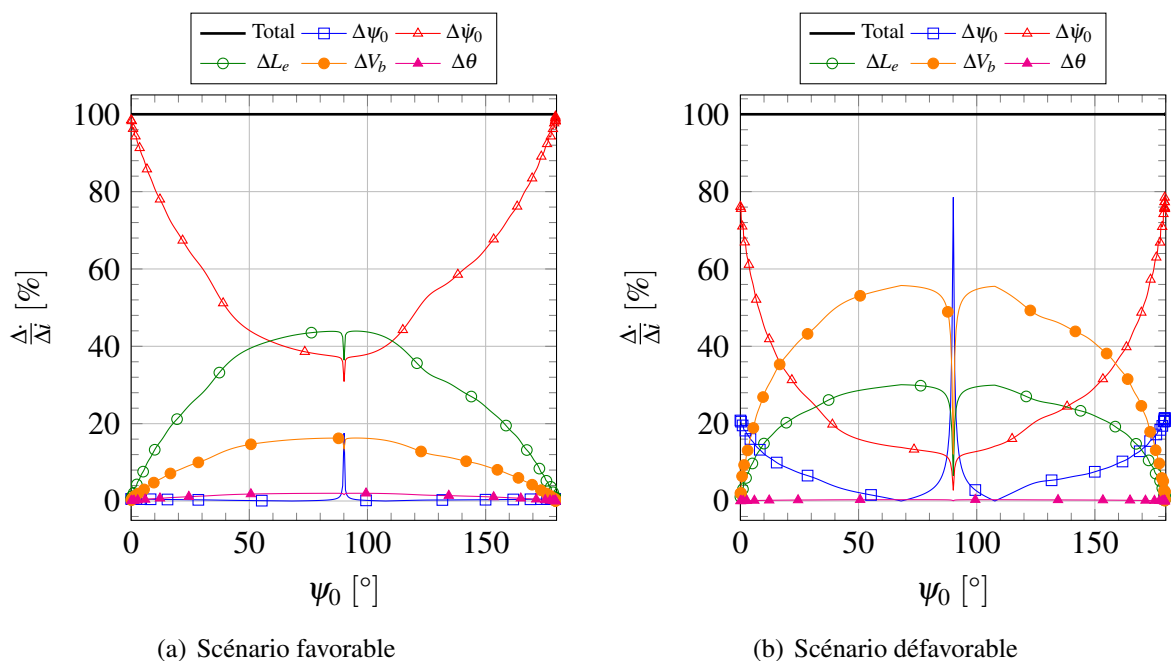


FIGURE 10.10 – Evolution de la distribution des incertitudes sur l’angle de la vitesse incidente dues à chaque paramètre pour les jeux d’incertitudes (a) 1 et (b) 2 en fonction de l’angle de balayage de l’avion

Quatrième partie

Modélisation et simulations de l'écoulement autour du skiff

Cadre de l'étude

Nous avons détaillé dans le chapitre 2 la complexité de l'écoulement autour de la carène d'un skiff. Pour rappel, les bateaux d'aviron ont une vitesse d'avance variable, en raison de la discontinuité de la propulsion et du déplacement du (des) rameur(s) dans le bateau et ayant une masse très supérieure à celui-ci. Cette variation est d'environ 20 à 30 % autour de la vitesse moyenne. Cette caractéristique est une empreinte forte des bateaux d'aviron. A ce mouvement de cavalemt s'ajoutent des mouvements secondaires comme le tangage et le pilonnement. Cette originalité et cette complexité sont les causes d'une littérature peu fournie dans le domaine de l'hydrodynamique navale.

Nous disposons de deux bases de données expérimentales, issues de deux campagnes d'essais effectuées en 2000 et 2012 au bassin de traction du LHEEA. Dans les deux cas, un modèle captif est utilisé, c'est-à-dire que la position et l'orientation du skiff sont imposées, contrairement à l'approche utilisant un modèle libre où un chargement est appliquée au bateau et celui-ci est libre pour certains degrés de liberté. La différence majeure entre les deux campagnes est le système de génération du mouvement de cavalemt. Dans celle de 2000, ce mouvement était généré par un système appelé « catapulte » (cf. Figure 2.6(a) page 57) et, dans celle de 2012, par un hexapode inversé (cf. Figure 2.6(c) page 57 et Figure 11.1 page suivante). Une autre distinction est le modèle de bateau : un modèle de marque Vega pour la première campagne, un Filippi S8 pour la seconde.

Dans les deux campagnes expérimentales, plusieurs essais à vitesse constante ont été réalisés. Ceci permet de rendre compte des caractéristiques des bateaux d'aviron et donne une première base sur laquelle s'appuyer pour faire des simulations numériques. En effet, avant d'envisager une simulation numérique d'une carène avec cavalemt, il faut s'assurer que le cas stationnaire soit bien reproduit. Nous verrons au chapitre 12 que cette tâche n'est pas aussi simple qu'elle n'y paraît, malgré l'usage d'un code CFD validé sur de nombreuses configurations d'hydrodynamique navale académiques et industrielles.

La chronologie des simulations numériques que nous avons effectuées commence par les essais stationnaires de la campagne de 2012. Dès cette étape, de nombreuses difficultés sont apparues et des efforts importants ont été consacrés à tenter de comprendre les écarts entre résultats expérimentaux et numériques. Il s'est ensuite avéré que les mesures faites dans les essais expérimentaux en configuration instationnaire avaient probablement été défectueuses et que les résultats n'étaient pas utilisables. Par la suite, les résultats de la campagne plus ancienne, de 2000, ont été utilisés pour tenter de valider le comportement en cavalemt des modèles utilisés.

Bien que les résultats soient plus défavorables en configuration stationnaire sur cette campagne

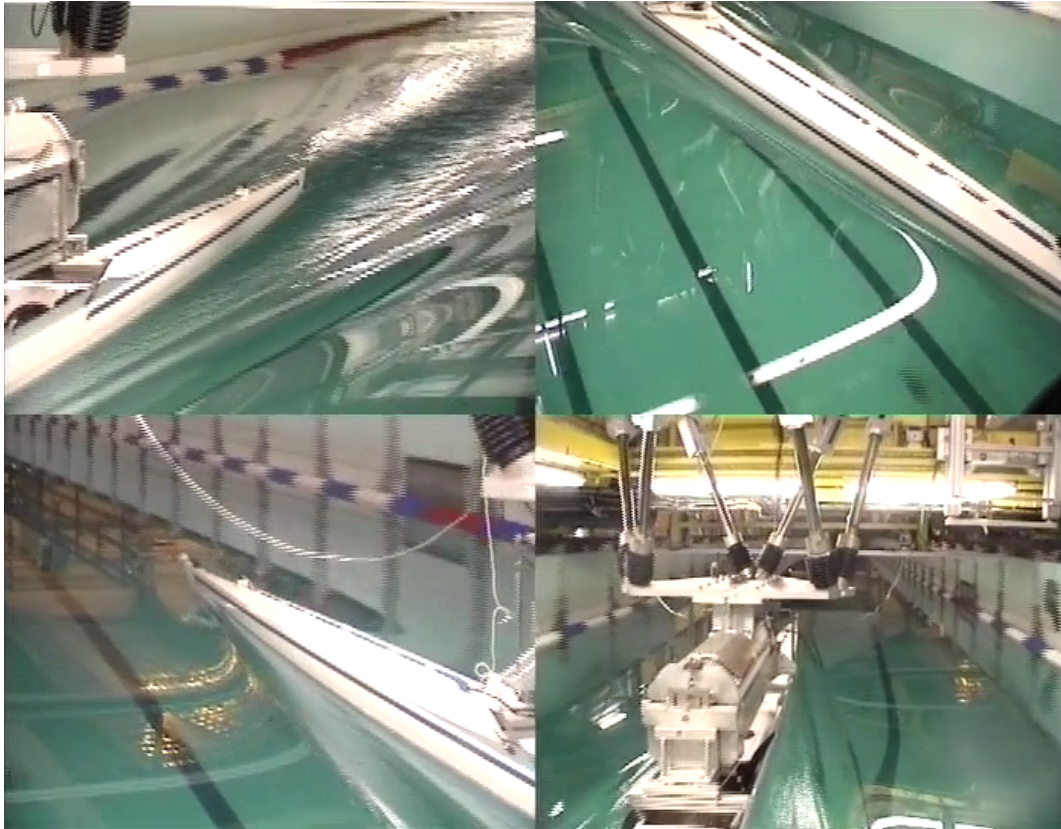


FIGURE 11.1 – Extrait d'enregistrements vidéo effectués lors de l'essai de traction du skiff avec vitesse instationnaire générée par l'hexapode inversé

expérimentale par rapport à celle de 2012, les simulations avec une oscillation périodique de la vitesse fluctuante semblent bien capturer la nature de l'instationnarité, malgré des valeurs moyennes trop éloignées des valeurs expérimentales. Pour tenter de mieux comprendre les écarts, d'autres simulations ont été ponctuellement faites à partir d'autres données disponibles dans la littérature.

Pour finir, il est nécessaire d'ajouter que cette partie du travail n'a pas constitué une part du travail aussi importante que celles développées en II et III, ceci expliquant les différences en volume de contenu exposé. Par ailleurs, ce travail a été mené en collaboration avec deux étudiants en Master : Abdoulaye Loua en 2015 [121] et Sajad Mozaffari en 2016 [131].

Simulations de l'écoulement autour du skiff

Les simulations détaillées dans ce chapitre se basent sur deux campagnes expérimentales effectuées au bassin de traction du LHEEA, comme expliqué au chapitre 11.

12.1 Configuration numérique

Nous décrivons la configuration numérique reproduisant la campagne d'essais de 2012. Celle basée sur la campagne de 2000 est très similaire, les différences étant le système de génération du mouvement de cavement (n'ayant aucun impact sur nos simulations) et le modèle de skiff utilisé. Nous donnerons donc simplement les différences entre les deux configurations.

12.1.1 Domaines de calcul

12.1.1.1 Campagne de 2012

Le problème est symétrique en raison de la géométrie du skiff et du mouvement utilisé. Nous n'utilisons alors qu'un demi-domaine. Le skiff utilisé a une longueur de référence de $L_{ref} = 8,315$ m. Deux approches sont considérées : un milieu infini et un milieu tenant compte du confinement du bassin. Dans le premier milieu, le skiff est placé dans un domaine parallélépipédique de dimensions $40\text{ m} \times 9\text{ m} \times 13,5\text{ m}$, avec une longueur amont de $1,7 L_{ref}$ et une longueur aval de $2,2 L_{ref}$. Le bateau est placé à l'hydrostatique pour un chargement de 108 kg et avec une assiette nulle, comme ce qui a été réalisé dans les essais. L'origine est alors située sur la surface libre et à peu près au milieu du bateau. Le résultat est visible sur la Figure 12.1 page suivante. Pour le milieu confiné, le domaine respecte la profondeur et la demi-largeur du bassin de traction, c'est-à-dire 3 m et 2,5 m respectivement.

12.1.1.2 Campagne de 2000

Pour cette campagne, seulement un milieu infini a été considéré. Il a pour dimensions $26\text{ m} \times 6\text{ m} \times 6\text{ m}$ dans le cas des simulations faites sans surface libre et $40\text{ m} \times 4\text{ m} \times 8\text{ m}$ avec surface libre. Le bateau utilisé a une longueur de référence de $L_{ref} = 8,39$ m et un chargement de 94 kg lui est appliqué.

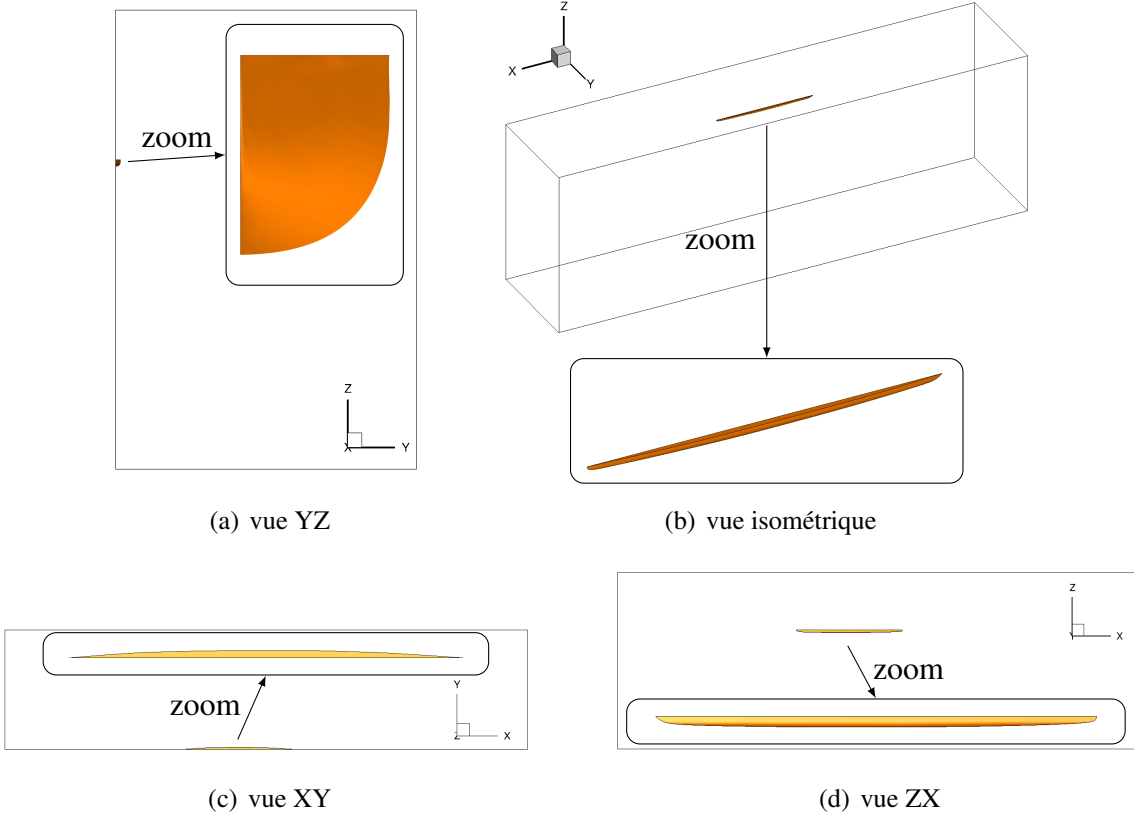


FIGURE 12.1 – Domaine de calcul pour les simulations d'écoulement autour du skiff (milieu infini)

Nombre de cellules (en millions)				
Campagne d'essais	2012		2000	
Type de milieu	infini	confiné	infini	
Modélisation paroi	Loi de paroi			Bas Reynolds
Maillage grossier	0,5	1,4	1,5	2,8
Maillage moyen	0,9	2,4	2,2	4,0
Maillage fin	1,5	4,2	3,2	5,5

Tableau 12.1 – Nombre de cellules pour les trois finesses de maillages, les deux types de milieu et les deux campagnes d'essais

12.1.2 Maillages

Comme pour la palette, trois maillages de finesses différentes sont utilisés, mais avec une construction géométrique similaire. La procédure de maillage consiste à nouveau à appliquer une taille de maille cible sur la surface de la carène, plus ou moins petite suivant la finesse de maillage souhaité. Un nombre de diffusion plus ou moins grand est aussi défini, c'est-à-dire le nombre de couches de cellules voisines gardant la même taille avant que celle-ci double. Nous ne développons pas les valeurs spécifiées mais simplement les résultats en nombre de cellules obtenus. Ils sont répertoriés dans le Tableau 12.1¹. Les types de faces définis sont recensés dans le Tableau 12.2 page suivante. Les maillages obtenus pour les simulations de la campagne de 2012 sont représentés sur la Figure 12.2 page 265 pour le milieu infini et sur la Figure 12.3 page 266 pour le milieu confiné. Les maillages de la campagne de 2000 sont similaires donc nous avons choisi de ne pas les faire apparaître.

Pour cette dernière campagne, deux approches sont considérées pour la modélisation de la paroi : dans la première, une loi de paroi est appliquée et la première cellule a une épaisseur normalisée de $y^+ = 50$ et, dans la seconde, une condition d'adhérence est imposée et l'épaisseur de la première cellule est alors de $y^+ = 0,5$. Cette deuxième approche a pour conséquence une augmentation du nombre de cellules, comme indiqué dans le Tableau 12.1 et visible sur la Figure 12.4 page 267.

12.1.3 Paramètres de simulation

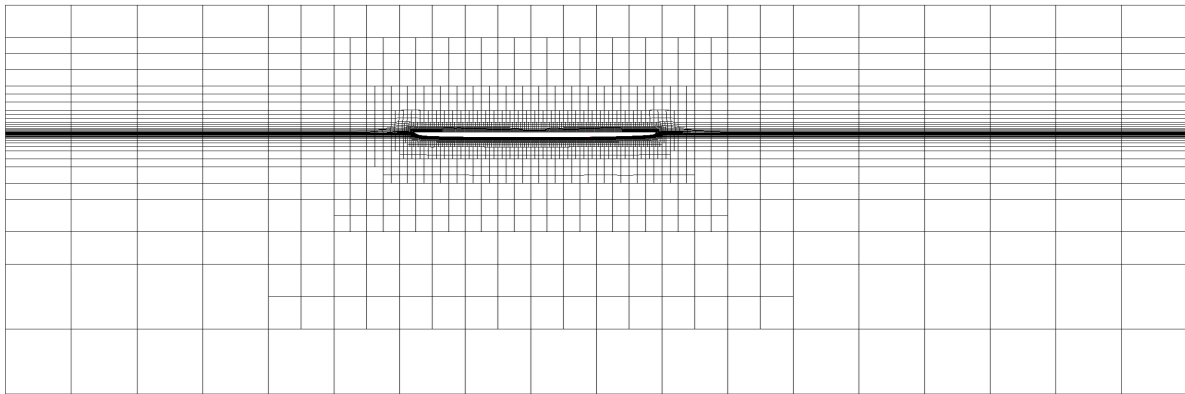
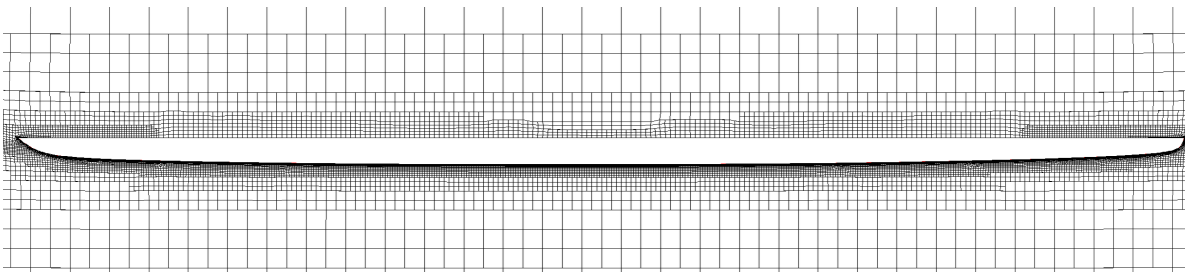
Avant d'investiguer la configuration réelle et purement instationnaire, des simulations à vitesse du bateau constante ont été faites. La différence principale entre les deux types est, évidemment, la loi de vitesse appliquée au skiff. Cela a pour conséquence d'utiliser des pas de temps différents. Pour le cas stationnaire, le pas de temps est défini par la relation $\Delta t = \frac{L_{ref}}{100 V_{ref}}$, où V_{ref} désigne la vitesse du bateau. Pour le cas instationnaire, il est lié à la période d'oscillation T imposée au skiff par la relation $\Delta t = \frac{T}{500}$. Le modèle de turbulence choisi est le modèle $k - \omega$ SST de Menter pour les deux configurations. Dans les deux cas, le bateau est mis progressivement en vitesse par une loi en quart de sinus.

1. Des simulations sur maillages plus fins ont été réalisées mais cela ne paraît pas dans le tableau.

(a) milieu infini		
Domaine	Type de face	Condition aux limites
xmin	Externe	Champ lointain
xmax	Externe	Champ lointain
ymin	Plan de symétrie	Champ lointain
ymax	Externe	Champ lointain
zmin	Externe	Pression hydrostatique
zmax	Externe	Pression hydrostatique
carène	Solide	Loi de paroi
pont	Solide	Pas de glissement

(b) milieu confiné		
Domaine	Type de face	Condition aux limites
xmin	Externe	Champ lointain
xmax	Externe	Champ lointain
ymin	Plan de symétrie	Champ lointain
ymax	Solide	Pas de glissement
zmin	Solide	Pas de glissement
zmax	Externe	Pression hydrostatique
carène	Solide	Loi de paroi
pont	Solide	Pas de glissement

Tableau 12.2 – Types de face et de conditions aux limites appliquées pour (a) le milieu infini et (b) le milieu confiné

(a) Vue en coupe $y = 0$ m(b) Vue en coupe $y = 0$ m avec zoom sur le skiff

(c) Vue de côté du skiff

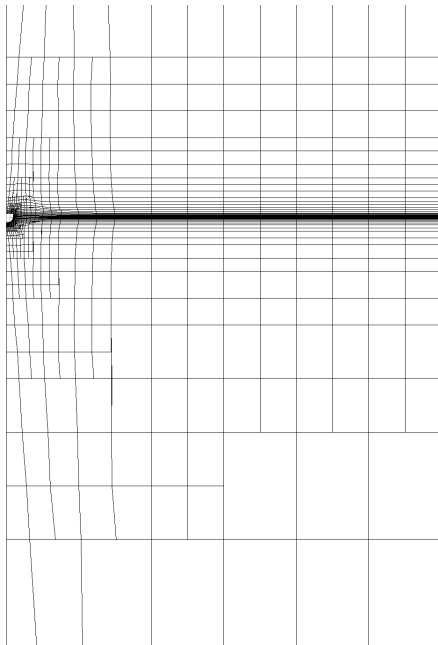
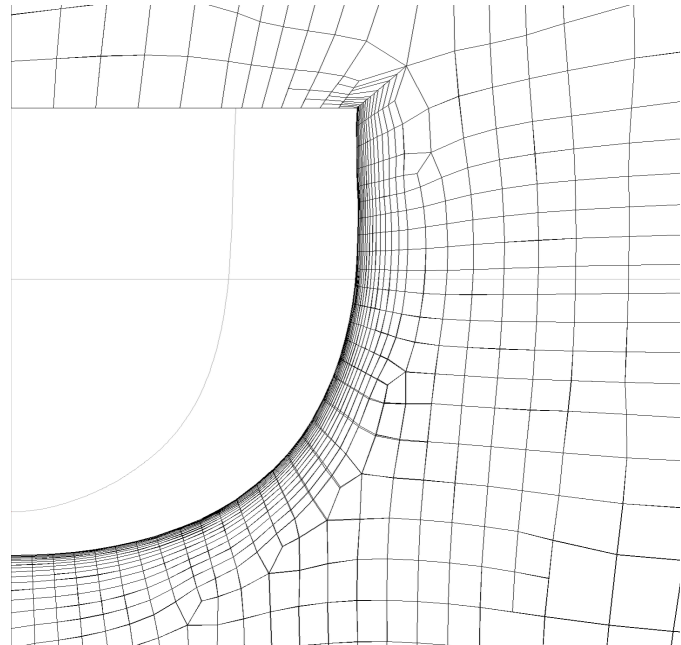
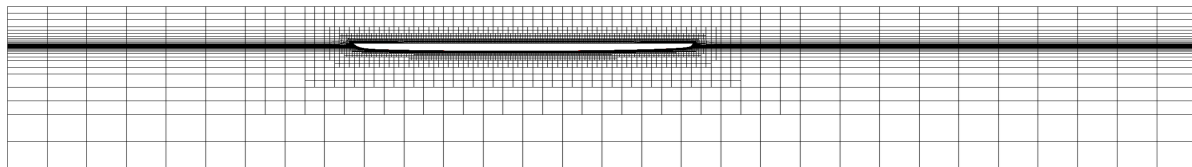
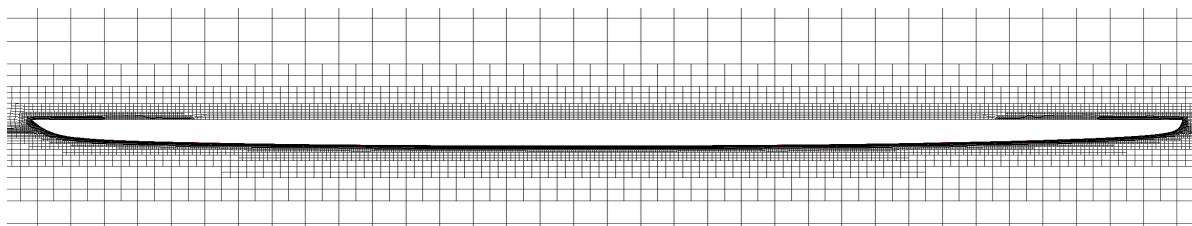
(d) Vue en coupe $x = 0$ m(e) Vue en coupe $x = 0$ m

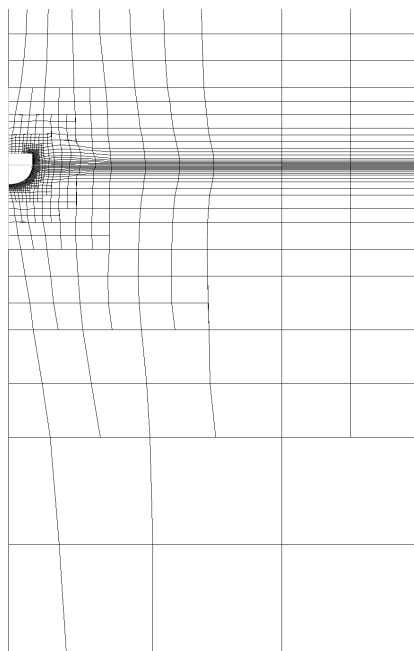
FIGURE 12.2 – Maillage pour la simulation de l'écoulement autour du skiff en domaine infini



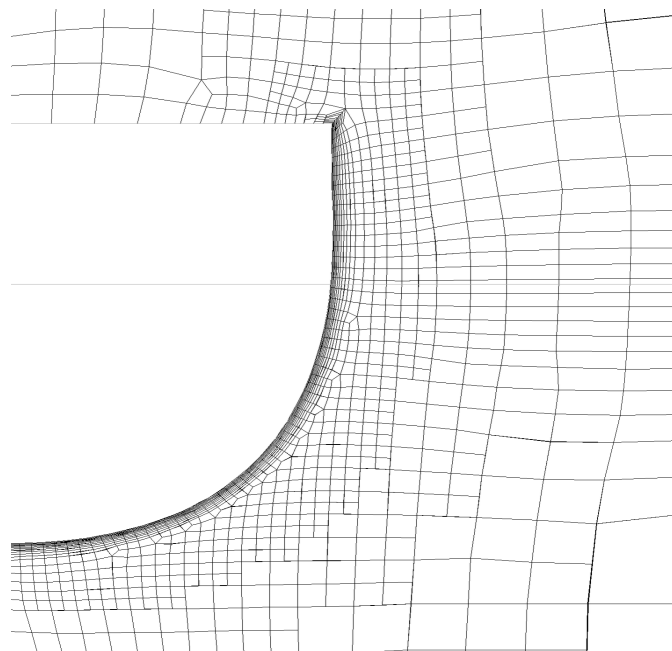
(a) Vue en coupe $y = 0\text{m}$



(b) Vue en coupe $y = 0\text{m}$ avec zoom sur le skiff



(c) Vue en coupe $x = 0\text{m}$



(d) Vue en coupe $x = 0\text{m}$

FIGURE 12.3 – Maillage pour la simulation de l'écoulement autour du skiff en domaine confiné

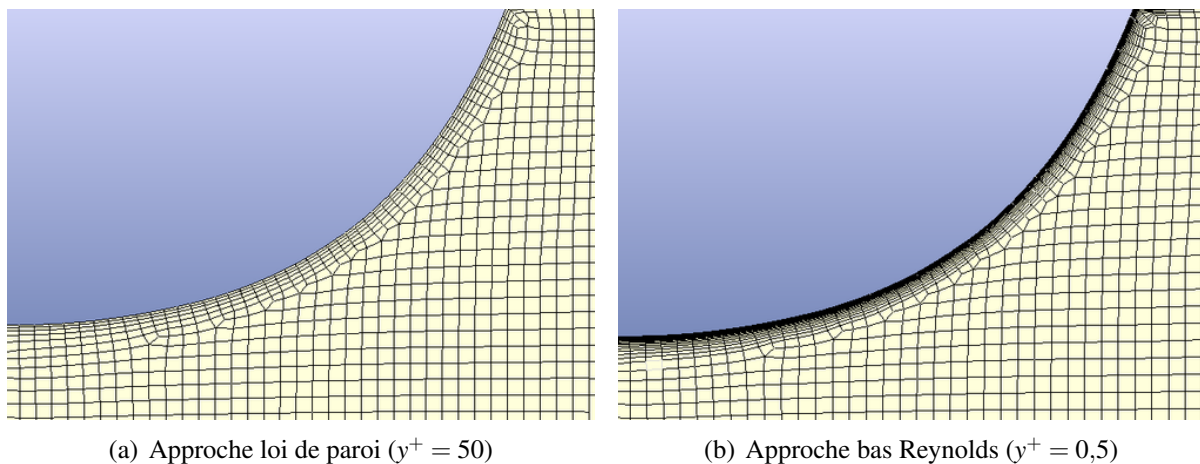


FIGURE 12.4 – Comparaison des maillages obtenus pour les approches (a) loi de paroi et (b) bas Reynolds.

12.2 Simulations

12.2.1 Cas stationnaire

Pour les essais de la campagne 2012, plusieurs vitesses d'avance ont été utilisées. Elles correspondent à des régimes sub-critique, critique et super-critique vis-à-vis du Froude fond, exprimé par la relation $F_{rh} = \frac{U_{ref}}{\sqrt{g h}}$, où h est la profondeur du bassin. Les résultats de ces simulations sont donnés dans le Tableau 12.3 page suivante pour le milieu infini et dans le Tableau 12.4 page suivante pour le milieu confiné. Il est constaté que les simulations sous-estiment globalement la résistance hydrodynamique de 8 à 12 % en milieu infini et de 8 ou 9 % en milieu confiné, avec, dans ce deuxième cas, un comportement différent pour les vitesses critiques ($F_{rh} \approx 1$). La raison de ces écarts plus importants par rapport à ce que le solveur *ISIS-CFD* est normalement capable d'obtenir (généralement inférieurs à 5 % voire encore moins) est à ce jour inexplicée. L'influence de certains paramètres comme l'assiette du bateau, la longueur du domaine (pour éviter les réflexions), la discrétisation du maillage dans le sens transversal ou vertical (pour tenir compte davantage des effets de confinement) a été étudiée mais cela n'a pas permis de diminuer les écarts. La Figure 12.5 page 269 montre des visualisations du champ de vagues et l'élévation de la surface libre sur la carène, pour trois vitesses correspondant aux régimes précités et pour les deux types de milieu modélisés. L'effet du confinement est clairement visible sur les trois vitesses et est plus prononcé pour le régime critique, où la surface mouillée est alors plus importante.

12.2.2 Cas instationnaire

A cause d'un probable problème de mesure des efforts expérimentaux pour la campagne de 2012, ceux-ci sont inutilisables et nous avons donc choisi de ne pas présenter les résultats des simulations correspondant à ces essais. Nous ne traitons donc ici que des simulations basées sur la campagne de 2000. En sachant que la résistance visqueuse représente la quasi-totalité de l'effort de résistance total, il a été décidé dans un premier temps de ne faire que des simulations en double modèle, c'est-à-dire sans surface libre, afin de simplifier l'étude. Il est montré que les résultats

$V_b[\text{m} \cdot \text{s}^{-1}]$	Maillage			F_x^{exp}	Erreur [%] sur maillage		
	grossier	moyen	fin		grossier	moyen	fin
0,8	2,45	2,32	2,40	2,48	-1,21	-6,45	-3,23
2,1	13,83	13,78	13,87	15,09	-8,35	-8,68	-8,08
3,0	26,82	26,77	27,24	29,56	-9,27	-9,43	-7,85
4,0	46,41	46,63	46,56	50,86	-8,75	-8,31	-8,45
4,5	57,59	57,82	/	64,68	-10,96	-10,60	/
5,0	69,69	70,09	/	78,60	-11,34	-10,83	/
5,5	82,87	83,27	83,30	93,18	-11,06	-10,63	-10,60
6,0	97,56	97,91	98,01	111,61	-12,59	-12,27	-12,19
6,5	113,31	113,66	114,02	129,00	-12,16	-11,89	-11,61

Tableau 12.3 – Résultats de la résistance hydrodynamique sur le skiff pour la campagne de 2012 en configuration milieu infini pour les simulations (déplacement $\Delta = 108\text{ kg}$)

$V_b[\text{m} \cdot \text{s}^{-1}]$	Maillage			F_x^{exp}	Erreur [%] sur maillage		
	grossier	moyen	fin		grossier	moyen	fin
0,8	2,40	2,32	2,32	2,48	-3,23	-6,45	-6,45
2,1	13,71	13,68	13,74	15,09	-9,15	-9,34	-8,95
3,0	26,75	26,88	/	29,56	-9,51	-9,07	/
4,0	47,24	46,64	46,12	50,86	-7,12	-8,30	-9,32
4,5	56,98	62,56	60,05	64,68	-11,90	-3,28	-7,16
5,5	90,91	94,93	92,98	93,18	-2,44	1,88	-0,21
6,0	103,59	103,77	103,65	111,61	-7,19	-7,02	-7,13
6,5	118,20	118,24	117,99	129,00	-8,37	-8,34	-8,53

Tableau 12.4 – Résultats de la résistance hydrodynamique sur le skiff pour la campagne de 2012 en configuration milieu confiné pour les simulations (déplacement $\Delta = 108\text{ kg}$)

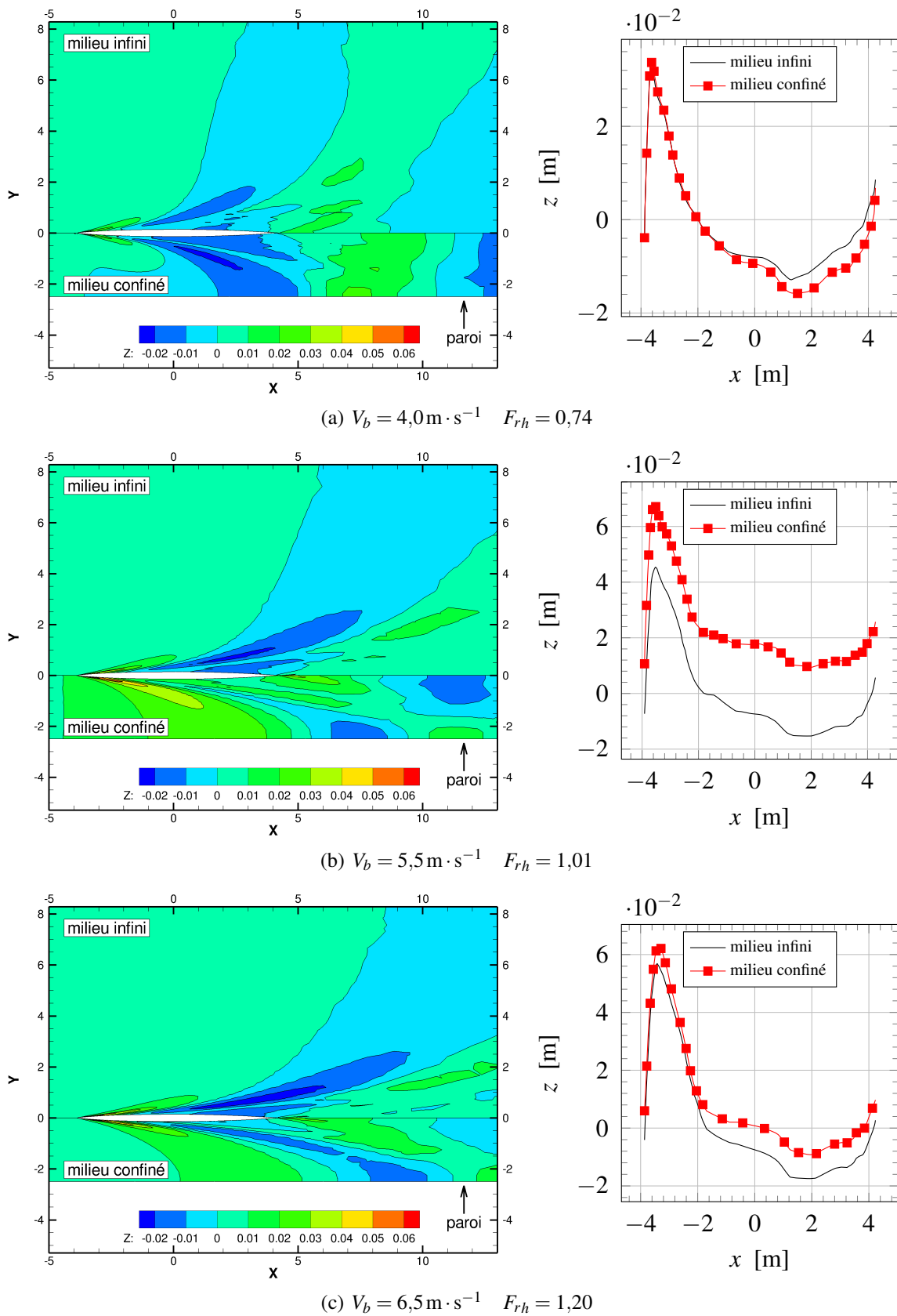


FIGURE 12.5 – Surface libre autour du skiff et sur sa carène, avec, à gauche le champ de vagues en vue de dessus (dimensions en mètre) en milieux infini et confiné et, à droite l'élévation de la surface libre le long de la carène (déplacement $\Delta = 108 \text{ kg}$).

obtenus sans surface libre sont transposables dans le cas où cette dernière est prise en compte.

12.2.2.1 Simulations sans surface libre

Pour les simulations sans surface libre, il est nécessaire d'adapter le domaine de calcul présenté en 12.1.1. Seule la partie mouillée² de la carène est prise en compte. Le domaine est donc coupé par le plan horizontal $z = 0$ m et seule la partie inférieure est conservée. La face supérieure devient alors un plan de symétrie dans notre problème. Le maillage n'est plus raffiné verticalement autour de la position théorique de la surface libre.

Pour effectuer la validation, six essais expérimentaux sont reproduits et les paramètres sont donnés dans le Tableau 12.5 page suivante. Le bateau a une vitesse moyenne de $4,1 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ pour tous les cas et une oscillation sinusoïdale est appliquée en position, autour de la vitesse moyenne. Deux amplitudes A en position sont utilisées : $A = 0,20$ m et $A = 0,45$ m. Pour chacune d'elles, trois fréquences d'oscillation sont testées. Les simulations sont réalisées avec un maillage moyen et une approche bas Reynolds. Le pas de temps est de 5 ms, soit environ 330 itérations temporelles par période d'oscillation pour une fréquence de 0,6 Hz.

Nous nous intéressons à la valeur moyenne des efforts de résistance hydrodynamique, à l'amplitude du premier harmonique et au déphasage du signal par rapport à celui de la vitesse. La Figure 12.6 page ci-contre illustre l'évolution de ces quantités en fonction des fréquences d'oscillation correspondant aux six essais. Il est constaté que, comme dans le cas de la campagne de 2012 pour le cas stationnaire, les valeurs moyennes d'effort sont sous-évaluées. L'erreur est alors plus grande et de l'ordre de 20 %, en sachant que cet écart plus important est partiellement dû à l'absence de surface libre. La croissance de cet effort en fonction de la fréquence d'oscillation est tout de même capturée. Il n'y a que des différences mineures entre les deux approches de modélisation de la paroi. Le premier harmonique de l'effort est quant à lui plutôt bien représenté pour les basses fréquences de la gamme étudiée, avec une sous-estimation assez constante d'environ 3,5 N. Au delà d'une fréquence d'oscillation de 0,8 Hz, les écarts grandissent brutalement, quel que soit la modélisation de la paroi utilisée. Ce dernier constat est également valable pour le déphasage entre la force et la vitesse du bateau. Cela montre les limites des modèles de turbulence URANS pour ce type d'écoulement, c'est-à-dire avec une condition aux limites pour la couche limite turbulente très instationnaire.

Une procédure de vérification a été faite pour l'essai n° 17, où la fréquence d'oscillation imposée est proche des cadences de courses des rameurs, et est simplement résumée ici. Elle a été menée sur la base de maillages imbriqués, comme décrits en 12.1.2, en ajoutant des maillages encore plus fins. L'étude a montré que les résultats sont convergés en maillage pour l'approche loi de paroi mais qu'il faudrait utiliser des maillages encore plus fins pour l'approche bas Reynolds. La convergence en temps a aussi été effectuée, avec trois pas de temps : 5 ms, 10 ms et 50 ms. L'étude a montré qu'un pas de temps de 5 ms est nécessaire.

12.2.2.2 Simulations avec surface libre

Une simulation a été faite en prenant compte de la surface libre. Elle reproduit l'essai n° 17 du Tableau 12.5 page suivante, en utilisant le maillage fin basé sur l'approche bas Reynolds (environ $5,5 \cdot 10^6$ cellules) et un pas de temps de 5 ms. Il apparaît clairement que la résistance de vagues n'a qu'une part mineure sur la résistance totale, comparée à la résistance visqueuse. Une nouvelle

2. par rapport à la configuration à l'hydrostatique

n° essai	Fréquence f [Hz]	Amplitude A [m]
4	0,3	0,45
10	0,5	0,45
13	0,6	0,45
17	0,6	0,20
20	0,8	0,20
26	1,2	0,20

Tableau 12.5 – Essais expérimentaux en configuration instationnaire (campagne de 2000). Tous les essais sont à une vitesse moyenne de $4,1 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$.

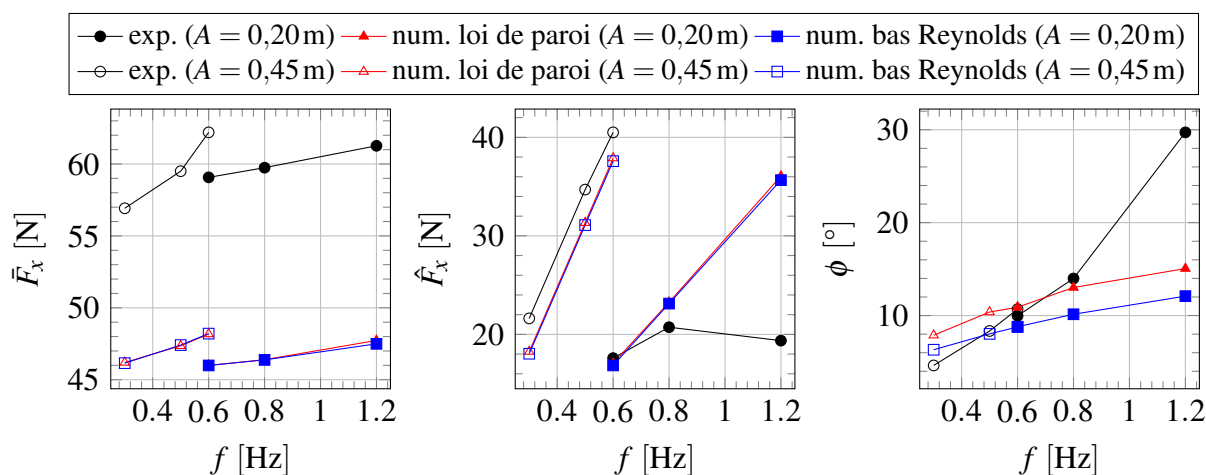


FIGURE 12.6 – Comparaison des valeurs moyennes de résistance \bar{F}_x , des amplitudes du premier harmonique \hat{F}_x et des déphasages ϕ par rapport à la vitesse, tous obtenus en fonction de la fréquence d'oscillation imposée au skiff. Simulations faites sur maillage moyen, avec un pas de temps de 5 ms, reproduisant l'essai n° 17 de la campagne de 2000.

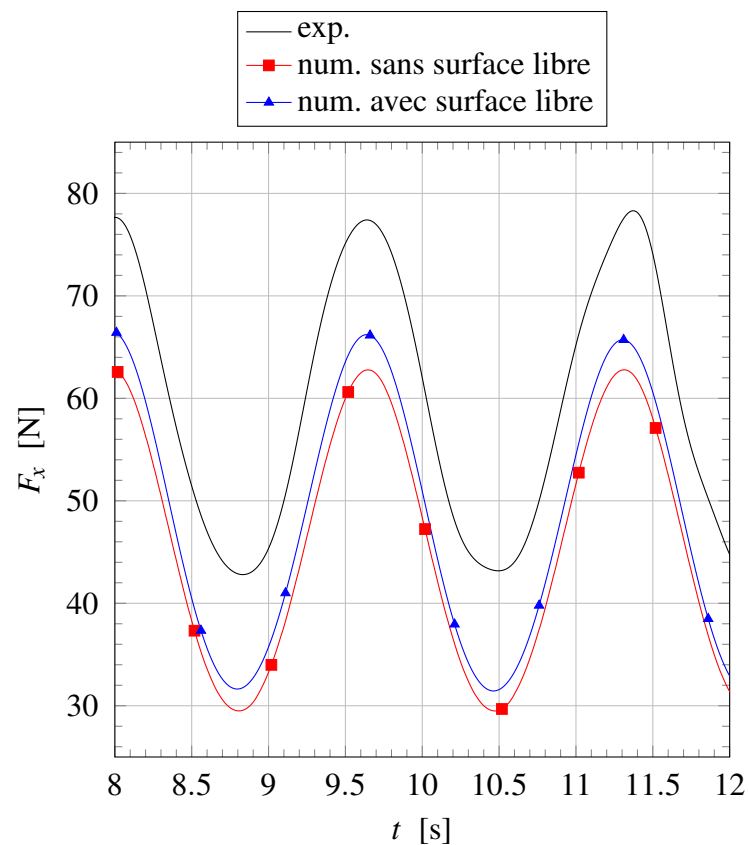


FIGURE 12.7 – Comparaison des résistances hydrodynamiques des simulations numériques faites sur maillage fin avec approche bas Reynolds et pas de temps de 5 ms, avec et sans surface libre, par rapport aux valeurs expérimentales (essai n° 17 de la campagne 2000)

fois, il est noté une très nette différence entre les valeurs moyennes de résistance expérimentale et numérique, ici de 18 %, à l'image de la configuration stationnaire étudiée pour la campagne de 2012 mais avec des différences plus importantes. Une hypothèse sur les raisons de ces écarts est énoncée au chapitre 13.

Discussions des résultats et bilan des simulations de l'écoulement autour du skiff

13.1 Discussions des résultats

Dans cette section, nous confrontons nos résultats numériques avec des données trouvées dans la littérature, en comparant les coefficients de traînée $c_T = \frac{F_x}{0,5\rho_{eau}V_b^2S_w}$, adimensionnalisés par la surface mouillée S_w à l'hydrostatique, en fonction de la vitesse, comme illustré sur la Figure 13.1 page 275. Par conséquent, il s'agit ici d'une comparaison pour des configurations en écoulement stationnaire. Les modèles de skiff ne sont pas identiques mais nous pouvons considérer qu'ils ont des formes très proches les uns des autres et que c_T varie peu d'un modèle à l'autre.

Comme déjà mentionné en 12.2.1 pour la résistance hydrodynamique, les valeurs de c_T obtenues par simulations sont plus faibles que les données expérimentales pour la campagne de 2012 (il s'agit des courbes en noir avec des symboles en pentagone, pleins pour les valeurs expérimentales, vides pour les valeurs numériques). Les écarts sont alors de 7 à 9 % pour plupart des vitesses. Un modèle captif est utilisé dans cette configuration.

Day et coll. [47] (courbe en vert) obtiennent expérimentalement un profil de c_T assez différent des autres. A priori un modèle captif est utilisé pour ces essais. Après une décroissance, ce coefficient a tendance à remonter brutalement à partir d'une vitesse de $3 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$, avant de décroître de nouveau. Day nous a expliqué, dans une communication orale, que ce profil particulier pouvait être dû à l'usage d'un bateau plutôt fait pour l'entraînement du rameur. La plage de vitesse proposée est aussi limitée du fait de la vitesse maximale de $4 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ que le chariot du bassin peut atteindre.

Deux campagnes expérimentales ont été trouvées dans la littérature (peu abondante sur le sujet). Pour la première, Van Steenberg [175] donne les résultats de résistance hydrodynamique pour un skiff Cucchiatti Single J9 chargé à 94 kg et en modèle libre uniquement pour l'enfoncement. Pour la seconde, Kleshnev publie dans [101] le même type de résultats pour plusieurs carènes dont un skiff Filippi F14 également chargé à 94 kg et libres en enfoncement et en assiette, que nous utilisons pour comparaison. A ces deux campagnes, nous ajoutons le profil de c_T trouvé expérimentalement pendant la campagne de 2000 pour le skiff Vega chargé à 94 kg, en modèle captif, et quelques points que nous avons trouvés par simulations numériques en nous basant sur des points expérimentaux des campagnes de 2000, de Van Steenberg et de Kleshnev. Ne disposant pas de la géométrie du skiff Cucchiatti, les maillages des configurations de Van Steenberg et de Kleshnev

sont tous les deux générés avec la géométrie du Filippi F14 en respectant le reste des paramètres de chaque configuration. Pour la campagne de 2000, l'écart entre essais et le seul point de simulation effectué est encore plus grand que pour la campagne de 2012, et se situe à environ 13 %. En revanche, sur les configurations avec modèle libre, nous constatons alors que les écarts entre résultats expérimentaux et numériques sont nettement diminués. Ils se situent cette fois à environ 5 %, ce qui est inférieur et bien plus proche de la marge d'erreur usuelle pour le code *ISIS-CFD* (par ailleurs la valeur de résistance d'environ 1 N correspondant à la dérive n'a pas été retirée des valeurs expérimentales). Les coefficients c_T obtenus numériquement sont plus élevés en modèle libre qu'en modèle captif. Cela s'explique par l'augmentation de la surface mouillée quand un modèle libre est utilisé, que nous justifions par le profil d'effort vertical F_z en fonction de la vitesse, obtenu dans la campagne de 2012 (modèle fixe) et visible sur la Figure 13.2 page suivante. En effet, l'effort vertical négatif tend à faire descendre la carène, pour la plage des vitesses considérées, ce qui a aussi pour effet d'augmenter la surface mouillée et donc la résistance. Nous nous sommes servis de la surface mouillée au repos pour adimensionnaliser aussi bien les efforts expérimentaux que numériques et obtenir c_T , dans toutes les configurations. De ce fait, l'utilisation du modèle libre tend à faire augmenter la valeur de c_T par rapport au modèle captif, à chargement constant. Par contre, il est surprenant de ne pas retrouver aussi nettement cette tendance quand nous comparons les résultats expérimentaux en modèle libre et en modèle captif. Il est vrai que les résultats proviennent de campagnes expérimentales différentes, réalisées dans des bassins différents.

Sophie Barré a montré dans sa thèse [7] que, pour les bateaux d'aviron, le coefficient c_T évolue très peu dans une plage de déplacement restreinte et que la résistance est alors proportionnelle à la surface mouillée. Deux de nos simulations vérifient alors cette caractéristique (deux points pris autour de $V_b = 4 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$, le premier est le pentagone noir et vide, le second est le carré rouge et vide). Bien qu'elles soient faites avec des bateaux légèrement différents, elles montrent que pour deux chargements différents, $\Delta = 94 \text{ kg}$ et $\Delta = 108 \text{ kg}$, le c_T est quasi-identique.

Ces résultats montrent qu'un phénomène physique semble se produire avec l'usage de modèles captifs et celui-ci n'est pas reproduit en simulation. Par exemple, la Figure 13.2 page ci-contre montre l'évolution de l'effort vertical F_z en fonction de la vitesse du bateau, pour les essais expérimentaux issus de la campagne de 2012 avec le skiff S8 chargé à 108 kg en modèle captif et pour les simulations correspondantes faites sur maillage moyen. Une variation brutale de l'effort vertical pour le régime critique est alors observée pour les simulations numériques, et totalement absente pour les essais. Nous avons également remarqué que les signaux d'efforts hydrodynamiques expérimentaux (efforts mesurés auxquels les efforts aérodynamiques ont été retranchés) n'étaient pas convergés sur l'ensemble de la plage où la vitesse du bateau est constante (cf. Figure 13.3 page 276), en particulier pour F_z et M_y .

Pour s'assurer d'un éventuel phénomène hydraulique mal capturé, une simulation avec un maillage très fin de $15,5 \cdot 10^6$ cellules et fortement raffiné autour de la surface libre sur la configuration confinée a été effectuée mais cela n'a pas apporté une nette amélioration.

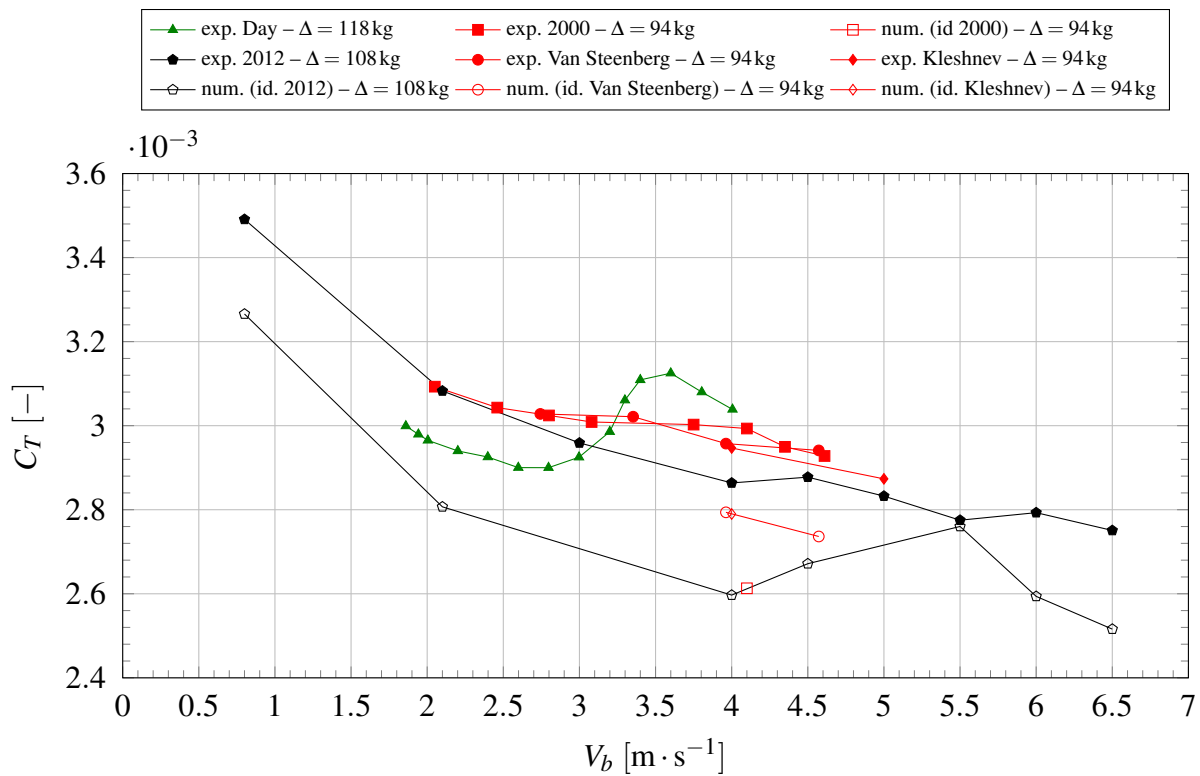


FIGURE 13.1 – Comparaison des coefficients de traînée hydrodynamique obtenus avec les valeurs trouvées dans la littérature

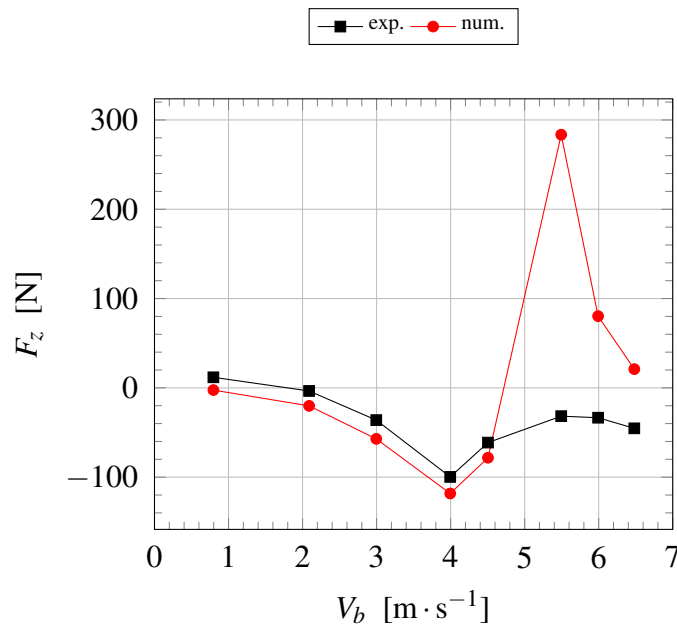


FIGURE 13.2 – Evolution des efforts hydrodynamiques F_z expérimental et numérique en fonction de la vitesse du bateau pour des essais stationnaires (campagne expérimentale de 2012 et simulations numériques faites sur maillage moyen en milieu confiné)

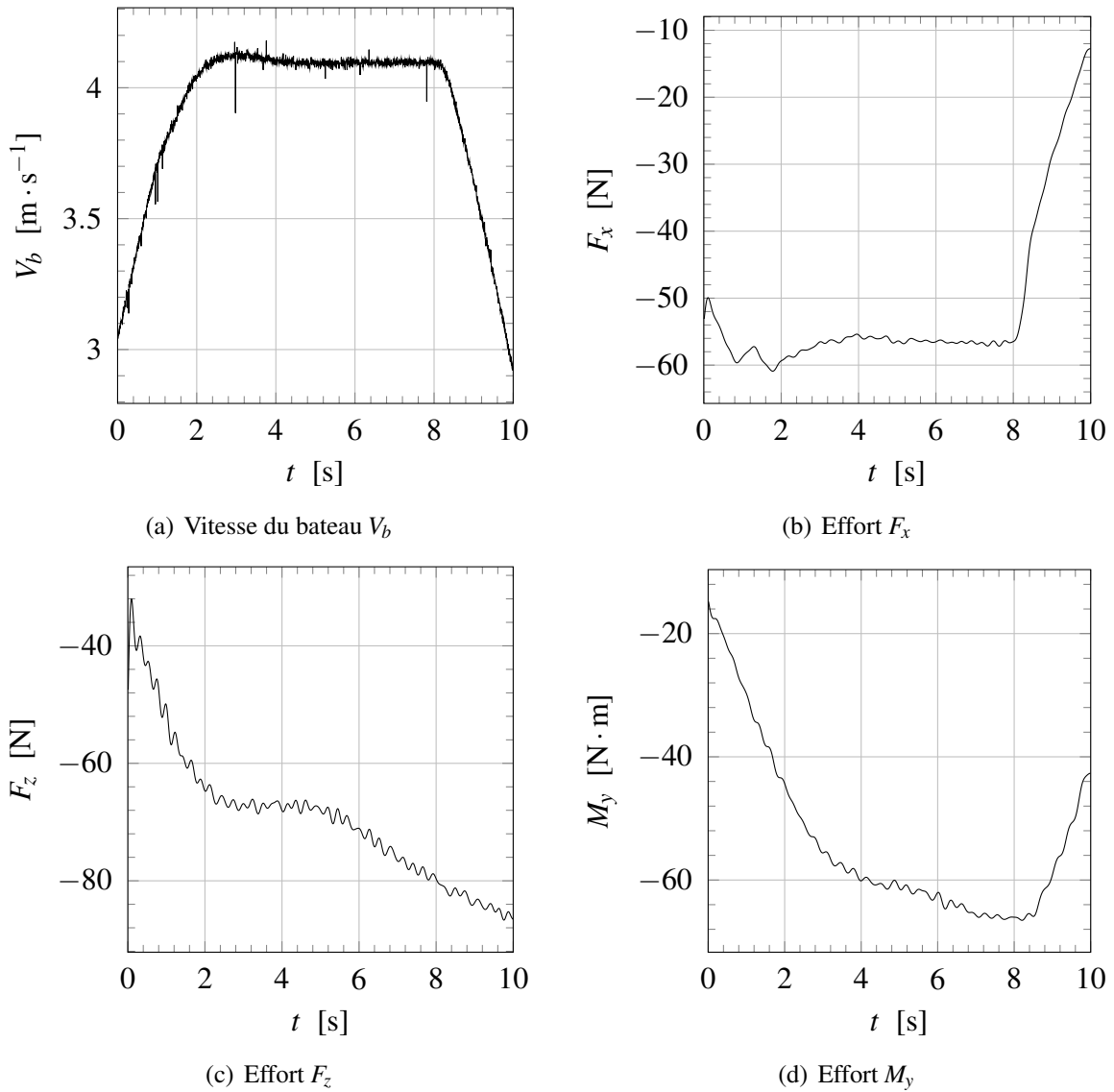


FIGURE 13.3 – Evolutions temporelles des signaux expérimentaux (filtrés à 4 Hz) pour (a) la vitesse du bateau et les efforts hydrodynamiques (b) F_x , (c) F_z et (d) M_y (campagne de 2000).

13.2 Bilan

Dans cette partie, nous avons tenté de reproduire l'écoulement autour du skiff mais nous avons obtenu des résultats contrastés. Le problème a tout d'abord été abordé en effectuant des simulations en configuration stationnaire s'appuyant sur une base de données expérimentale récente (de 2012). Il s'est avéré que, même en tenant compte des effets de confinement du bassin de traction, les simulations sous-estiment la résistance hydrodynamique de 7 à 9 % pour la plupart des vitesses testées. Ces écarts sont supérieurs à ce qui est habituellement obtenu avec *ISIS-CFD*, où ils sont plutôt inférieurs à 3 %. Des interrogations subsistent alors sur la raison de ces écarts. Rares sont les campagnes expérimentales avec des carènes aussi allongées et les validations de codes CFD sur ces mêmes formes le sont tout autant. Cela ne facilite pas la recherche des sources d'erreur. Ces bateaux génèrent moins de vagues que d'autres modèles de même longueur mais ceci ne constitue pas a priori une source d'erreur. Dans la discussion précédente, nous nous sommes toutefois aperçus que l'usage d'un modèle libre (enfoncement et assiettes libres) permettrait de réduire les écarts, même si les données expérimentales pour ces configurations sont parcellaires. A l'avenir, il serait intéressant d'effectuer des essais avec ce type de modèle au bassin de traction de l'ECN pour tenter d'éclaircir les comparaisons quelque peu troublantes observées durant cette étude. C'est un exemple supplémentaire, s'il en ait besoin, montrant la nécessaire complémentarité entre expérimentations et simulations, en vue de faire de la validation de code CFD, comme nous l'avons déjà évoqué pour le cas de l'écoulement autour de la palette.

Pour les simulations en instationnaire (campagne de 2000), où le bateau avance avec une oscillation sinusoïdale en position autour d'une vitesse moyenne, nous obtenons le même type d'erreur sur la valeur moyenne de résistance que celle de la configuration stationnaire. En revanche, la partie fluctuante des efforts semblent bien capturée, en amplitude comme en phase, pour des fréquences correspondant aux cadences développées par les rameurs en compétition (c'est-à-dire environ 0,6 Hz). Pour les fréquences plus élevées, les modèles URANS semblent atteindre leurs limites. La condition aux limites pour la couche limite turbulente est alors rapidement fluctuante.

Conclusion générale

Bilan

Un des axes majeurs de ce travail de thèse a été la validation de simulations des deux écoulements qui interviennent en aviron, à savoir celui autour de la palette et celui autour du skiff. Les cas d'étude proviennent de campagnes d'essais effectuées au LHEEA par le passé et servent de bases de données de référence. L'écoulement autour de la palette est très complexe car la palette possède six degrés de liberté et se situe à proximité de la surface libre. Celle-ci se déforme au passage de la palette et une ventilation se crée derrière la palette. Les efforts hydrodynamiques appliqués sur la palette ont pour effet de déformer le manche de l'aviron. Toutes ces caractéristiques sont prises en compte dans la modélisation et, à notre connaissance, il n'existe aucune publication dans la littérature qui traite des configurations complètes comme celles mises en œuvre ici. En particulier, un couplage fluide-structure a été réalisé pour tenir compte des déflexions linéaire et angulaire au niveau de la jonction manche-palette. Deux modèles de flexion du manche sont présentés, dont le plus complexe permet d'intégrer la physique réelle de l'écoulement. Cette complexité supplémentaire a nécessité le développement d'une stratégie de stabilisation spécifique et consiste à intégrer les termes extra-diagonaux de la matrice de masse ajoutée dans les termes de relaxation de chacune des deux déflexions. Deux campagnes expérimentales ont été utilisées pour la validation de la modélisation d'écoulement autour de la palette : une première faite en conditions écologiques et une autre en laboratoire. Dans les deux cas, nous parvenons à bien décrire les profils d'efforts obtenus expérimentalement, et en particulier à bien discriminer les différences entre les essais à paramètres différents. Une précision moindre est atteinte pour les essais in situ en raison d'un grand nombre d'incertitudes sur les mesures et aussi par l'absence de mesures pour certaines grandeurs permettant de caler les configurations. Les efforts maximaux sont alors sous-estimés de 15 à 20 %, alors que, pour la campagne en laboratoire où l'environnement est mieux maîtrisé, ils sont sur-estimés de 5 à 12 %. Ces résultats pourraient être améliorés si, à l'avenir, une complémentarité entre expérimentateurs et numériciens était renforcée au moment des essais, avec pour optique la validation des modèles numériques. Pour les cas d'étude utilisés, une telle démarche n'a pas réellement pu être mise en œuvre car les campagnes expérimentales n'ont pas été effectuées dans cette optique mais plutôt pour comprendre la physique d'un tel écoulement. Du point de vue du numéricien, il aurait fallu mesurer toutes les grandeurs permettant la reproduction exacte de la cinématique de la palette. De plus, une de nos études a montré que, même pour un environnement a priori bien contrôlé comme celui du laboratoire, des incertitudes notables apparaissent. En effet, la grandeur d'intérêt est la vitesse du fluide par rapport à la palette, ou vitesse incidente. Elle est obtenue de manière indirecte par la vitesse du chariot et la vitesse angulaire de l'aviron. Les faibles incertitudes sur ces deux grandeurs et sur quelques paramètres caractéristiques, conduisent par propagation à une forte incertitude sur la vitesse incidente. Avec des valeurs réalistes, nous avons montré que l'incertitude sur sa norme est de 5 % et de 15 % sur son angle. En considérant une évolution quadratique, les efforts ont donc une incertitude de 10 %. Cela permet de relativiser les écarts que nous avons obtenus entre nos simulations et les valeurs expérimentales.

Le second écoulement apparaissant en aviron, autour du skiff, a également été étudié, à nouveau sur des bases de données expérimentales effectuées en amont. Celui-ci est aussi de nature fortement instationnaire en raison du cavement important, véritable empreinte du bateau d'aviron dans le spectre des bateaux. Les premières simulations réalisées en stationnaire ont montré que la résistance hydrodynamique était sous-estimée d'environ 10 % en moyenne sur l'ensemble des vitesses testées. Cet écart est important relativement à la marge usuelle de 2 à 3 % classiquement trouvée avec *ISIS-CFD* pour les formes de carène usuelles. Des investigations ont été faites en tes-

tant plusieurs configurations différentes, par exemple en tenant compte du confinement du bassin, mais sans obtenir une diminution nette des écarts. Cette différence se retrouve sur les moyennes d'efforts pour les configurations instationnaires. En revanche, les amplitudes et les phases sont bien capturées, tout du moins pour des fréquences d'oscillations correspondant aux cadences de coups d'aviron usuels. Pour les fréquences supérieures, les limites des modèles URANS classiquement utilisés apparaissent de manière plus prononcée au delà de 1 Hz. Ils semblent en effet dans l'incapacité de reproduire la physique de cette couche limite turbulente instationnaire. Afin d'investiguer de manière plus poussée les écarts assez surprenants constatés sur les valeurs moyennes, il serait intéressant de réaliser de nouveaux essais sur le bassin de traction à vitesse constante mais à assiette et enfoncement libres, qui permettrait de supprimer les défauts de stabilisation constatés sur certaines composantes d'efforts notamment l'effort vertical mais aussi le moment transversal, dont l'origine n'est pas clairement identifiée (défaut de planéité des rails, etc.). Différents paramètres pourraient être étudiés comme l'influence de la durée de mise en vitesse ou la mise en place de bandes rugueuses déclenchant la zone de couche limite turbulence. Une confrontation systématique entre les résultats expérimentaux et numériques pourraient être faits pendant la campagne d'essais pour peu que des simulations soient préparées en amont et que la disponibilité d'une description géométrique propre de la coque utilisée soit vérifiée. Cette démarche basée sur cette complémentarité expérimentation/simulation déjà évoquée permettraient de rechercher de manière plus efficace les écarts éventuellement constatés. Dans ce travail, il n'en a pas pu être autrement que d'utiliser a posteriori des bases de données expérimentales. Cela n'a pas été sans difficultés, notamment pour connaître certains détails permettant de réaliser proprement le post-traitement des données brutes, mais aussi tout simplement pour la génération des maillages puisque les coques et palettes utilisées ont dû être numérisées, puis un fastidieux travail de CAO a dû être mené pour obtenir une représentation paramétrique suffisamment propre pour générer des maillages volumiques adéquats.

Afin de diminuer les temps CPU des simulations instationnaires, en particulier pour les simulations d'écoulements autour de la palette dans notre cas, une procédure a été développée et nommé *algorithme de sub-cycling*. Il s'agit d'une extension de sa version originale [116], dont la cible se restreint aux écoulements stationnaires. L'algorithme a été validé sur plusieurs cas test bidimensionnels et tridimensionnels. Un facteur d'accélération des calculs allant de 3 à 4 est obtenu dans la majorité des cas. La précision des efforts sur les corps est proche de celle obtenue sans utilisation de l'algorithme de sub-cycling. La compatibilité avec des fonctionnalités d'*ISIS-CFD* a été intégrée, comme la déformation de maillage et le raffinement automatique de maillage. Cette tâche non triviale a nécessité des développements conséquents, non prévus initialement, mais permet une utilisation complète des fonctionnalités du code de calcul *ISIS-CFD*, qui ont d'ailleurs été mises à profit dans le cadre de ces travaux.

Perspectives

L'ébauche d'une modélisation du système global a été entamée pour prendre en compte les résolutions des écoulements autour de la palette et du skiff mais aussi la résolution de la dynamique du système bateau-avirons-rameur. Cet ensemble forme la base ambitieuse mais nécessaire d'une modélisation suffisamment fine pour l'analyse et l'optimisation de la performance, comme l'influence de divers paramètres. Nous avons choisi le solveur *MBDyn* pour résoudre la dynamique du système. Nous sommes parvenus à intégrer des sous-parties du système global dans le

formalisme de ce code. Un moyen de communiquer le pas de temps à *MBDyn*, nécessairement variable pour nos simulations instationnaires, a été mis en place et il reste à l'intégrer dans la bibliothèque existante faisant l'interface entre les deux codes. La suite du travail consistera dans un premier temps à rassembler les sous-parties modélisées pour constituer le système final. Des lois simples pourront être appliquées sur les liaisons pilotées. Cela devrait permettre d'effectuer une première co-simulation. Une première possibilité consiste à utiliser le modèleur de style développé par François Rongère. Si ce n'est pas suffisant, il faudra faire appel à des spécialistes en biomécanique pour obtenir des lois réalistes à appliquer au rameur, de manière analytique ou via des mesures (par exemple sur ergomètre avec système Vicon ou en conditions écologiques avec des moyens de mesure adaptés).

Annexes

Notations, définitions mathématiques et rappels de mécanique générale

Cette section a pour but de définir les notations utilisées dans la suite de cette partie. Elle vise aussi à introduire les éléments nécessaires dans la formulation des modèles de flexion du manche de l'aviron.

A.1 Bases

Les informations données dans cette sous-section et les trois suivantes proviennent d'un document de Michel Llibre [120].

A.1.1 Bases et composantes

Comme classiquement en mécanique, nous considérons des bases de l'espace vectoriel euclidien \mathbb{R}_3 , orthonormées et directes. Une base \mathfrak{B}_a est définie par un triplet de vecteurs $(\vec{i}_A, \vec{j}_A, \vec{k}_A)$, non nuls et linéairement indépendants.

Si $\mathfrak{B}_A = (\vec{i}_A, \vec{j}_A, \vec{k}_A)$ et $\mathfrak{B}_B = (\vec{i}_B, \vec{j}_B, \vec{k}_B)$ sont deux bases et \vec{v} un vecteur quelconque, alors ce dernier peut être décomposé suivant les deux combinaisons linéaires de vecteurs suivantes :

$$\vec{v} = x_A \vec{i}_A + y_A \vec{j}_A + z_A \vec{k}_A = x_B \vec{i}_B + y_B \vec{j}_B + z_B \vec{k}_B. \quad (\text{A.1})$$

Nous notons

$$({}^v)_{\mathfrak{B}_a} = \begin{pmatrix} x_A \\ y_A \\ z_A \end{pmatrix} \quad \text{et} \quad ({}^v)_{\mathfrak{B}_b} = \begin{pmatrix} x_B \\ y_B \\ z_B \end{pmatrix} \quad (\text{A.2})$$

les composantes de \vec{v} exprimées dans les bases \mathfrak{B}_a et \mathfrak{B}_b .

A.1.2 Repères et coordonnées

Les coordonnées d'un point M de l'espace ponctuel euclidien E_3^\bullet sont données dans un repère $\mathfrak{R}_A(A, \mathfrak{B}_A)$, dont l'origine est le point A et la base est \mathfrak{B}_a .

Les coordonnées du point M dans \mathfrak{R}_A sont les composantes du vecteur \overrightarrow{AM} dans la base \mathfrak{B}_a . Ce sont des réels de l'espace \mathbb{R}^3 .

A.1.3 Référentiels

Un référentiel est constitué d'un repère spatial \mathfrak{R}_A , défini ci-dessus, et d'un repère temporel muni d'une origine et d'une unité. Si ce référentiel est galiléen, il vérifie la relation $\vec{f} = m \vec{\gamma}$, où \vec{f} est la force agissant sur une particule élémentaire M de masse m et possédant une accélération $\vec{\gamma}$ relative au repère \mathfrak{R}_A .

Dans les configurations étudiées, seuls les référentiels liés au laboratoire ou à la Terre pourront être considérés comme galiléen.

A.1.4 Changement de base

Nous montrons ici comment il est possible d'écrire un même vecteur dans une autre base que celle dans laquelle il est exprimé.

A.1.4.1 Changement de base des composantes d'un vecteur

Soit $\mathfrak{B}_A = (\vec{i}_A, \vec{j}_A, \vec{k}_A)$ et $\mathfrak{B}_B = (\vec{i}_B, \vec{j}_B, \vec{k}_B)$ deux bases et \vec{v} un vecteur quelconque. Il est possible de changer la base dans laquelle \vec{v} est exprimé par les relations ci-dessous

$$(\vec{v})_{\mathfrak{B}_a} = \mathcal{C}_{\mathfrak{B}_A \mathfrak{B}_B} (\vec{v})_{\mathfrak{B}_b} \quad \text{et} \quad (\vec{v})_{\mathfrak{B}_b} = \mathcal{C}_{\mathfrak{B}_B \mathfrak{B}_A} (\vec{v})_{\mathfrak{B}_a}, \quad (\text{A.3})$$

vérifiant

$$\mathcal{C}_{\mathfrak{B}_A \mathfrak{B}_B} = \mathcal{C}_{\mathfrak{B}_B \mathfrak{B}_A}^{-1}. \quad (\text{A.4})$$

La matrice $\mathcal{C}_{\mathfrak{B}_A \mathfrak{B}_B}$ de changement entre les bases \mathfrak{B}_a et \mathfrak{B}_b s'exprime de la façon suivante

$$\mathcal{C}_{\mathfrak{B}_A \mathfrak{B}_B} = [(\vec{i}_B)_{\mathfrak{B}_a} \quad (\vec{j}_B)_{\mathfrak{B}_a} \quad (\vec{k}_B)_{\mathfrak{B}_a}], \quad (\text{A.5})$$

où les vecteurs \vec{i}_B , \vec{j}_B et \vec{k}_B , exprimés dans \mathfrak{B}_a , sont les colonnes de $\mathcal{C}_{\mathfrak{B}_A \mathfrak{B}_B}$. Il est aussi possible d'écrire plus simplement

$$\mathcal{C}_{\mathfrak{B}_A \mathfrak{B}_B} = [\mathfrak{B}_b]_{\mathfrak{B}_a} \quad \text{et} \quad \mathcal{C}_{\mathfrak{B}_B \mathfrak{B}_A} = [\mathfrak{B}_a]_{\mathfrak{B}_b}. \quad (\text{A.6})$$

Comme nous travaillons avec des bases orthonormées, les matrices de changement de bases vérifient

$$\mathcal{C}_{\mathfrak{B}_A \mathfrak{B}_B}^{-1} = \mathcal{C}_{\mathfrak{B}_A \mathfrak{B}_B}^t = \mathcal{C}_{\mathfrak{B}_B \mathfrak{B}_A} \quad \text{et} \quad \mathcal{C}_{\mathfrak{B}_B \mathfrak{B}_A}^{-1} = \mathcal{C}_{\mathfrak{B}_B \mathfrak{B}_A}^t = \mathcal{C}_{\mathfrak{B}_A \mathfrak{B}_B}. \quad (\text{A.7})$$

Cela montre que la matrice $\mathcal{C}_{\mathfrak{B}_A \mathfrak{B}_B}$ est alors formée, en colonne, par les composantes des vecteurs de la base \mathfrak{B}_b exprimées dans la base \mathfrak{B}_a , et, en lignes, par les composantes des vecteurs de la base \mathfrak{B}_a exprimées dans la base \mathfrak{B}_b .

A.1.4.2 Changement de bases successifs

Si nous considérons une troisième base \mathfrak{B}_c , nous avons alors, par définition, les trois relations suivantes

$$(\vec{v})_{\mathfrak{B}_a} = \mathcal{C}_{\mathfrak{B}_A \mathfrak{B}_B} (\vec{v})_{\mathfrak{B}_b}, \quad (\vec{v})_{\mathfrak{B}_b} = \mathcal{C}_{\mathfrak{B}_B \mathfrak{B}_C} (\vec{v})_{\mathfrak{B}_c} \quad \text{et} \quad (\vec{v})_{\mathfrak{B}_a} = \mathcal{C}_{\mathfrak{B}_A \mathfrak{B}_C} (\vec{v})_{\mathfrak{B}_c}. \quad (\text{A.8})$$

Cela permet donc d'écrire, en injectant la deuxième équation dans la première, l'équation

$$(\vec{v})_{\mathfrak{B}_a} = \mathcal{C}_{\mathfrak{B}_A \mathfrak{B}_B} \mathcal{C}_{\mathfrak{B}_B \mathfrak{B}_C} (\vec{v})_{\mathfrak{B}_c}, \quad (\text{A.9})$$

et donc d'identifier, à l'aide de la troisième équation, la relation permettant de faire des changements de bases successifs :

$$\mathcal{C}_{\mathfrak{B}_A \mathfrak{B}_C} = \mathcal{C}_{\mathfrak{B}_A \mathfrak{B}_B} \mathcal{C}_{\mathfrak{B}_B \mathfrak{B}_C} . \quad (\text{A.10})$$

A.1.4.3 Changement de base des composantes d'un opérateur

Considérons un opérateur linéaire quelconque \mathcal{F} transformant un vecteur \vec{v} en un vecteur \vec{w} :

$$\vec{w} = \mathcal{F}(\vec{v}) . \quad (\text{A.11})$$

En composantes dans la base \mathfrak{B}_a et respectivement dans la base \mathfrak{B}_b , cette relation s'écrit :

$$(w)_{\mathfrak{B}_a} = [\mathcal{F}]_{\mathfrak{B}_a} (v)_{\mathfrak{B}_a} \quad \text{et} \quad (w)_{\mathfrak{B}_b} = [\mathcal{F}]_{\mathfrak{B}_b} (v)_{\mathfrak{B}_b} , \quad (\text{A.12})$$

où $[\mathcal{F}]_{\mathfrak{B}_a}$ et $[\mathcal{F}]_{\mathfrak{B}_b}$ sont les matrices des composantes de l'opérateur \mathcal{F} , respectivement dans les bases \mathfrak{B}_a et \mathfrak{B}_b .

Si nous effectuons un changement de base sur la deuxième équation, alors nous avons

$$\mathcal{C}_{\mathfrak{B}_B \mathfrak{B}_A} (w)_{\mathfrak{B}_a} = [\mathcal{F}]_{\mathfrak{B}_b} \mathcal{C}_{\mathfrak{B}_B \mathfrak{B}_A} (v)_{\mathfrak{B}_a} , \quad (\text{A.13})$$

puis, en multipliant par $\mathcal{C}_{\mathfrak{B}_B \mathfrak{B}_A}^{-1}$ à gauche, nous obtenons

$$(w)_{\mathfrak{B}_a} = \mathcal{C}_{\mathfrak{B}_B \mathfrak{B}_A}^{-1} [\mathcal{F}]_{\mathfrak{B}_b} \mathcal{C}_{\mathfrak{B}_B \mathfrak{B}_A} (v)_{\mathfrak{B}_a} , \quad (\text{A.14})$$

et il vient alors l'expression de changement de base pour l'opérateur linéaire \mathcal{F} :

$$[\mathcal{F}]_{\mathfrak{B}_a} = \mathcal{C}_{\mathfrak{B}_B \mathfrak{B}_A}^{-1} [\mathcal{F}]_{\mathfrak{B}_b} \mathcal{C}_{\mathfrak{B}_B \mathfrak{B}_A} . \quad (\text{A.15})$$

A.2 Matrices de rotation

Soit $\mathcal{R}_{\mathfrak{B}_A \mathfrak{B}_B}$ un opérateur de rotation transformant les vecteurs de la base \mathfrak{B}_a en vecteurs de la base \mathfrak{B}_b . Il entraîne donc, par définition, les relations suivantes :

$$\mathcal{R}_{\mathfrak{B}_A \mathfrak{B}_B} \left(\vec{i}_A \right) = \vec{i}_B \quad , \quad \mathcal{R}_{\mathfrak{B}_A \mathfrak{B}_B} \left(\vec{j}_A \right) = \vec{j}_B \quad \text{et} \quad \mathcal{R}_{\mathfrak{B}_A \mathfrak{B}_B} \left(\vec{k}_A \right) = \vec{k}_B . \quad (\text{A.16})$$

L'opérateur inverse, transformant les vecteurs de la base \mathfrak{B}_b en vecteurs de la base \mathfrak{B}_a vérifie

$$\mathcal{R}_{\mathfrak{B}_A \mathfrak{B}_B}^{-1} = \mathcal{R}_{\mathfrak{B}_B \mathfrak{B}_A} . \quad (\text{A.17})$$

A.2.1 Matrices de passage d'une base à une autre

Si nous exprimons les relations (A.16) en composantes dans la base \mathfrak{B}_a , nous remarquons alors que la matrice $[\mathcal{R}_{\mathfrak{B}_A \mathfrak{B}_B}]_{\mathfrak{B}_A}$ est constituée des vecteurs $\left(\vec{i}_B \right)_{\mathfrak{B}_a}$, $\left(\vec{j}_B \right)_{\mathfrak{B}_a}$ et $\left(\vec{k}_B \right)_{\mathfrak{B}_a}$, exprimés en colonnes.

Cela est équivalent à

$$[\mathcal{R}_{\mathfrak{B}_A \mathfrak{B}_B}]_{\mathfrak{B}_A} = [\mathfrak{B}_b]_{\mathfrak{B}_a} = \mathcal{C}_{\mathfrak{B}_A \mathfrak{B}_B} . \quad (\text{A.18})$$

La formule (A.15) de changement de base pour les opérateur linéaires permet d'écrire

$$[\mathcal{R}_{\mathfrak{B}_A \mathfrak{B}_B}]_{\mathfrak{B}_B} = \mathcal{C}_{\mathfrak{B}_B \mathfrak{B}_A} [\mathcal{R}_{\mathfrak{B}_A \mathfrak{B}_B}]_{\mathfrak{B}_A} \mathcal{C}_{\mathfrak{B}_A \mathfrak{B}_B}^{-1} = \mathcal{C}_{\mathfrak{B}_A \mathfrak{B}_B}^{-1} \mathcal{C}_{\mathfrak{B}_A \mathfrak{B}_B} \mathcal{C}_{\mathfrak{B}_A \mathfrak{B}_B}^{-1} = \mathcal{C}_{\mathfrak{B}_A \mathfrak{B}_B} , \quad (\text{A.19})$$

donc, nous avons aussi la relation suivante pour les matrices de rotation

$$[\mathcal{R}_{\mathfrak{B}_A \mathfrak{B}_B}]_{\mathfrak{B}_A} = [\mathcal{R}_{\mathfrak{B}_A \mathfrak{B}_B}]_{\mathfrak{B}_B} = \mathcal{C}_{\mathfrak{B}_A \mathfrak{B}_B} . \quad (\text{A.20})$$

Ces trois matrices sont communément appelées matrice de passage de \mathfrak{B}_a à \mathfrak{B}_b .

A.2.2 Composition des rotations et rotations successives

Considérons trois rotations $\mathcal{R}_{\mathfrak{B}_A \mathfrak{B}_B}$, $\mathcal{R}_{\mathfrak{B}_B \mathfrak{B}_C}$ et $\mathcal{R}_{\mathfrak{B}_A \mathfrak{B}_C}$ transformant respectivement, \mathfrak{B}_a en \mathfrak{B}_b , \mathfrak{B}_b en \mathfrak{B}_c et \mathfrak{B}_a en \mathfrak{B}_c . L'opérateur de composition permet d'écrire

$$\mathcal{R}_{\mathfrak{B}_A \mathfrak{B}_C}(\vec{v}) = \mathcal{R}_{\mathfrak{B}_B \mathfrak{B}_C}(\mathcal{R}_{\mathfrak{B}_A \mathfrak{B}_B}(\vec{v})) . \quad (\text{A.21})$$

ou bien, en exprimant avec le symbole \circ de composition des transformations

$$\mathcal{R}_{\mathfrak{B}_A \mathfrak{B}_C} = \mathcal{R}_{\mathfrak{B}_B \mathfrak{B}_C} \circ \mathcal{R}_{\mathfrak{B}_A \mathfrak{B}_B} . \quad (\text{A.22})$$

En écrivant cette dernière équation en terme de composantes dans une même base quelconque \mathfrak{B}_o , il vient

$$[\mathcal{R}_{\mathfrak{B}_A \mathfrak{B}_C}]_{\mathfrak{B}_o} = [\mathcal{R}_{\mathfrak{B}_B \mathfrak{B}_C}]_{\mathfrak{B}_o} [\mathcal{R}_{\mathfrak{B}_A \mathfrak{B}_B}]_{\mathfrak{B}_o} . \quad (\text{A.23})$$

Ainsi, lorsque toutes les composantes sont exprimées dans la même base, l'ordre des matrices dans le produit est inverse de l'ordre de succession des rotations.

Si nous exprimons la relation (A.23) dans la base particulière \mathfrak{B}_a , alors

$$\begin{aligned}
[\mathcal{R}_{\mathfrak{B}_A \mathfrak{B}_C}]_{\mathfrak{B}_A} &= \underbrace{[\mathcal{R}_{\mathfrak{B}_B \mathfrak{B}_C}]_{\mathfrak{B}_A}}_{\mathcal{C}_{\mathfrak{B}_A \mathfrak{B}_B} [\mathcal{R}_{\mathfrak{B}_B \mathfrak{B}_C}]_{\mathfrak{B}_B} \mathcal{C}_{\mathfrak{B}_A \mathfrak{B}_B}^{-1}} \underbrace{[\mathcal{R}_{\mathfrak{B}_A \mathfrak{B}_B}]_{\mathfrak{B}_A}}_{\mathcal{C}_{\mathfrak{B}_A \mathfrak{B}_B}} \\
&= \mathcal{C}_{\mathfrak{B}_A \mathfrak{B}_B} [\mathcal{R}_{\mathfrak{B}_B \mathfrak{B}_C}]_{\mathfrak{B}_B} \\
&= [\mathcal{R}_{\mathfrak{B}_A \mathfrak{B}_B}]_{\mathfrak{B}_A} [\mathcal{R}_{\mathfrak{B}_B \mathfrak{B}_C}]_{\mathfrak{B}_B}.
\end{aligned} \tag{A.24}$$

Par conséquent, lorsque nous écrivons chaque composante dans la base transformée, l'ordre des matrices dans le produit est identique à l'ordre de la succession des rotations. La relation (A.24) est équivalente à (A.10).

A.3 Angles de Cardan

Nous décrivons ici une des douze méthodes possibles permettant de repérer l'orientation d'une base par rapport à une autre à l'aide des angles de Cardan–Euler. Ce choix est classiquement utilisée en hydrodynamique et en aérodynamique pour représenter l'attitude d'un bateau ou d'un avion.

Considérons quatre bases \mathcal{B}_0 , \mathcal{B}_1 , \mathcal{B}_2 et \mathcal{B}_3 . Il est possible de faire coïncider \mathcal{B}_0 avec \mathcal{B}_3 par trois rotations successives (comme sur la Figure A.1), en faisant tout d'abord une rotation d'un angle ψ autour du vecteur \vec{k}_0 de la base \mathcal{B}_0 pour obtenir un base \mathcal{B}_1 , puis en tournant d'un angle θ autour du vecteur \vec{j}_1 de la base \mathcal{B}_1 pour obtenir un base \mathcal{B}_2 , et enfin en effectuant une rotation d'un angle ϕ autour du vecteur \vec{i}_2 de la base \mathcal{B}_2 pour obtenir un base \mathcal{B}_3 . Nous parlons alors d'un système \mathcal{R}_{ZYX} dans la typologie des angles de Euler–Cardan. ψ , θ et ϕ sont respectivement les angles de lacet, tangage et roulis.

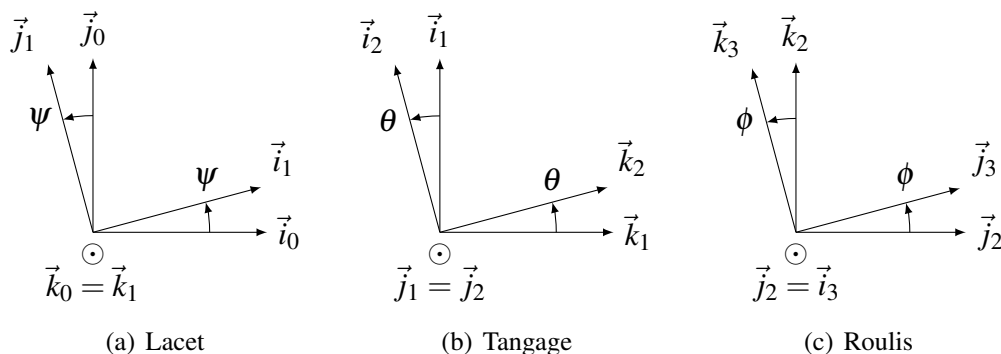


FIGURE A.1 – Angles de Cardan

A.3.1 Matrices de rotation associée aux angle de Cardan

La relation (A.24) permet d'écrire la matrice de rotation associée à la rotation $[\mathcal{R}_{\mathcal{B}_0\mathcal{B}_3}]_{\mathcal{B}_0}$ en fonction des trois matrices de rotation intermédiaires comme suit

$$[\mathcal{R}_{\mathcal{B}_0\mathcal{B}_3}]_{\mathcal{B}_0} = [\mathcal{R}_{\mathcal{B}_0\mathcal{B}_1}]_{\mathcal{B}_0} [\mathcal{R}_{\mathcal{B}_1\mathcal{B}_2}]_{\mathcal{B}_1} [\mathcal{R}_{\mathcal{B}_2\mathcal{B}_3}]_{\mathcal{B}_2}, \quad (\text{A.25})$$

ou bien

$$\mathcal{R}_{ZYX}(\psi, \theta, \phi) = \mathcal{R}_Z(\psi) \mathcal{R}_Y(\theta) \mathcal{R}_X(\phi), \quad (\text{A.26})$$

avec

$$\mathcal{R}_Z(\psi) = [\mathcal{R}_{\mathcal{B}_0\mathcal{B}_1}]_{\mathcal{B}_0} = \begin{pmatrix} \cos \psi & -\sin \psi & 0 \\ \sin \psi & \cos \psi & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}, \quad (\text{A.27})$$

$$\mathcal{R}_Y(\theta) = [\mathcal{R}_{\mathcal{B}_1\mathcal{B}_2}]_{\mathcal{B}_1} = \begin{pmatrix} \cos \theta & 0 & \sin \theta \\ 0 & 1 & 0 \\ -\sin \theta & 0 & \cos \theta \end{pmatrix}, \quad (\text{A.28})$$

et

$$\mathcal{R}_X(\phi) = [\mathcal{R}_{\mathcal{B}_2\mathcal{B}_3}]_{\mathcal{B}_2} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos \phi & -\sin \phi \\ 0 & \sin \phi & \cos \phi \end{pmatrix}. \quad (\text{A.29})$$

En développant (A.25), nous obtenons

$$\mathcal{R}_{ZYX}(\psi, \theta, \phi) = \begin{pmatrix} \cos \psi \cos \theta & \cos \psi \sin \theta \sin \phi - \sin \psi \cos \phi & \cos \psi \sin \theta \cos \phi + \sin \psi \sin \phi \\ \sin \psi \cos \theta & \sin \psi \sin \theta \sin \phi + \cos \psi \cos \phi & \sin \psi \sin \theta \cos \phi - \cos \psi \sin \phi \\ -\sin \theta & \cos \theta \sin \phi & \cos \theta \cos \phi \end{pmatrix}. \quad (\text{A.30})$$

A.3.2 Passage de la matrice de rotation aux angles de Cardan

Soit $(a_{ij})_{1 \leq i \leq 3, 1 \leq j \leq 3}$ le terme général de la matrice \mathcal{R}_{ZYX} . Les angles de Cardan peuvent se déduire en fonction de celui-ci et nous avons alors

$$\begin{cases} \psi & = & \arctan2(a_{21}, a_{11}) \\ \theta & = & -\arcsin(a_{31}) \\ \phi & = & \arctan2(a_{32}, a_{33}) \end{cases}, \quad \theta \in \left[-\frac{\pi}{2}, \frac{\pi}{2}\right]. \quad (\text{A.31})$$

Il faut noter que, pour $\theta = \pm \frac{\pi}{2}$, c'est-à-dire quand $a_{11} = a_{21} = a_{32} = a_{33} = 0$, alors ψ et ϕ sont indéterminés. Cette singularité s'appelle le blocage de Cardan (*gimbal lock* en anglais).

A.3.3 Vitesse de rotation

Le vecteur vitesse instantanée de rotation s'écrit

$$\vec{\Omega}_{03} = \dot{\psi} \vec{k}_0 + \dot{\theta} \vec{j}_1 + \dot{\phi} \vec{i}_2. \quad (\text{A.32})$$

A.3.4 Intérêt et limite des angles d'Euler–Cardan

Les angles d'Euler–Cardan constituent une façon relativement simple de comprendre l'état d'un système. En effet, l'interprétation d'une matrice ou d'un quaternion, que nous décrivons ci-après, est impossible dans le cas général pour un être humain.

Cependant, la singularité mentionnée précédemment constitue un point dur de cette méthode. Bien qu'il existe des moyens de la contourner, il faut généralement utiliser d'autres méthodes pour éviter le blocage de Cardan.

A.4 Quaternions

Cette section donne une description des quaternions et de quelques unes de leurs propriétés, en lien avec l'utilisation que nous en avons fait. Elle est volontairement très succincte et le lecteur peut consulter les annexes D et E de la thèse d'Alban Leroyer [111] ou le document de Michel Llibre [120] pour plus de détails.

A.4.1 Définitions et propriétés

A.4.1.1 Espace des quaternions

Les quaternions sont des éléments d'un ensemble \mathbb{H} , qui est un espace vectoriel euclidien de dimension 4, défini par

$$\mathbb{H} = \left\{ \mathbf{x} \mid \mathbf{x} = x_0 \mathbf{e} + x_1 \mathbf{i} + x_2 \mathbf{j} + x_3 \mathbf{k} \quad , \quad (x_0, x_1, x_2, x_3) \in \mathbb{R}^4 \right\} , \quad (\text{A.33})$$

où $(\mathbf{e}, \mathbf{i}, \mathbf{j}, \mathbf{k})$ sont les vecteurs de base, dont les multiplications des membres deux à deux sont définies par le tableau ci-dessous

produit	\mathbf{e}	\mathbf{i}	\mathbf{j}	\mathbf{k}
\mathbf{e}	\mathbf{e}	\mathbf{i}	\mathbf{j}	\mathbf{k}
\mathbf{i}	\mathbf{i}	$-\mathbf{e}$	\mathbf{k}	$-\mathbf{j}$
\mathbf{j}	\mathbf{j}	$-\mathbf{k}$	$-\mathbf{e}$	\mathbf{i}
\mathbf{k}	\mathbf{k}	\mathbf{j}	$-\mathbf{i}$	$-\mathbf{e}$

Tableau A.1 – Tableau de multiplication des quaternions

Nous remarquons que \mathbf{e} est l'élément neutre de la multiplication de quaternions.

A.4.1.2 Notation

Comme déjà utilisé ci-dessus, nous notons les quaternions en gras. Les vecteurs, identiquement au reste du manuscrit, sont fléchés.

A.4.1.3 Décomposition en partie réelle et partie pure

Un quaternion Q est décomposable, de façon unique, en une partie réelle $\mathbf{S} = x_0 \mathbf{e}$ et une partie pure $\mathbf{V} = x_1 \mathbf{i} + x_2 \mathbf{j} + x_3 \mathbf{k}$, comme suit

$$\mathbf{Q} = \mathbf{S} + \mathbf{V} . \quad (\text{A.34})$$

Un quaternion est pur si et seulement si sa partie réelle est nulle. Il appartient alors à l'espace \mathbb{P} .

A.4.1.4 Conjugué

Le conjugué $\bar{\mathbf{x}}$ du quaternion \mathbf{x} vérifie

$$\forall \mathbf{x} \in \mathbb{H} , \quad \mathbf{x} = x_0 \mathbf{e} + x_1 \mathbf{i} + x_2 \mathbf{j} + x_3 \mathbf{k} \quad \Rightarrow \quad \bar{\mathbf{x}} = x_0 \mathbf{e} - x_1 \mathbf{i} - x_2 \mathbf{j} - x_3 \mathbf{k} . \quad (\text{A.35})$$

A.4.1.5 Norme

La norme $\|\mathbf{x}\|$ d'un quaternion \mathbf{x} est définie par la relation suivante

$$\|\mathbf{x}\| = \sqrt{\mathbf{x} \bar{\mathbf{x}}} . \quad (\text{A.36})$$

Par ailleurs, la norme du produit est égal au produit des normes :

$$\forall (\mathbf{x}, \mathbf{y}) \in \mathbb{H}^2, \quad \|\mathbf{x} \mathbf{y}\| = \|\mathbf{x}\| \|\mathbf{y}\| . \quad (\text{A.37})$$

A.4.1.6 Quaternion unitaire

Un quaternion est unitaire si sa norme est égale à 1. Les quaternions unitaires définissent l'ensemble \mathbb{S} , un sous-ensemble de \mathbb{H} :

$$\mathbb{S} = \{ \mathbf{x} \in \mathbb{H} \mid \|\mathbf{x}\| = 1 \} . \quad (\text{A.38})$$

Il est possible de montrer que chaque élément \mathbf{r} de l'ensemble \mathbb{S} peut être mis sous la forme $\mathbf{r} = \cos \frac{\theta}{2} + \mathbf{u} \sin \frac{\theta}{2}$, où \mathbf{u} est un quaternion de l'ensemble $\mathbb{P} \cap \mathbb{S}$, et que cela correspond à une rotation d'un angle θ autour d'un vecteur unitaire \vec{u} défini par les composantes du quaternion \mathbf{u} .

A.4.1.7 Quaternion inverse

Un quaternion non nul possède un quaternion inverse défini par

$$\forall \mathbf{x} \in \mathbb{H}^*, \quad \mathbf{x}^{-1} = \frac{\bar{\mathbf{x}}}{\|\mathbf{x}\|^2} . \quad (\text{A.39})$$

En outre, si le quaternion \mathbf{x} est unitaire, alors son inverse est égal à son conjugué :

$$\forall \mathbf{x} \in \mathbb{H}, \quad \|\mathbf{x}\| = 1 \quad \Rightarrow \quad \mathbf{x}^{-1} = \bar{\mathbf{x}} . \quad (\text{A.40})$$

A.4.1.8 Dérivation temporelle

La dérivée d'un quaternion \mathbf{x} par rapport au temps est définie par la dérivée des composantes, comme suit

$$\forall \mathbf{x} \in \mathbb{H}, \quad \frac{d\mathbf{x}}{dt} = \dot{\mathbf{x}} = \dot{x}_0 \mathbf{e} + \dot{x}_1 \mathbf{i} + \dot{x}_2 \mathbf{j} + \dot{x}_3 \mathbf{k} . \quad (\text{A.41})$$

A.4.2 Lien entre quaternions et matrice de passage

Soit $\mathfrak{B}_0 = (\vec{i}_0, \vec{j}_0, \vec{k}_0)$ et $\mathfrak{B}_1 = (\vec{i}_1, \vec{j}_1, \vec{k}_1)$ deux bases orthonormées directes et $[\mathcal{R}_{\mathfrak{B}_0 \mathfrak{B}_1}]_{\mathfrak{B}_0}$ la matrice de rotation transformant \mathfrak{B}_0 en \mathfrak{B}_1 et exprimée dans la base \mathfrak{B}_0 , c'est-à-dire la matrice de passage \mathfrak{B}_0 à \mathfrak{B}_1 . Soit $\mathbf{Q}_{\mathfrak{B}_0 \mathfrak{B}_1} = (q_0, q_1, q_2, q_3)$ le quaternion représentant cette même rotation. La matrice de passage s'exprime alors, en fonction des composantes de $\mathbf{Q}_{\mathfrak{B}_0 \mathfrak{B}_1}$, par

$$[\mathcal{R}_{\mathfrak{B}_0 \mathfrak{B}_1}]_{\mathfrak{B}_0} = \begin{pmatrix} 2(q_0^2 + q_1^2) - 1 & 2(q_1 q_2 - q_0 q_3) & 2(q_1 q_3 + q_0 q_2) \\ 2(q_1 q_2 + q_0 q_3) & 2(q_0^2 + q_2^2) - 1 & (q_2 q_3 - q_0 q_1) \\ 2(q_1 q_3 - q_0 q_2) & 2(q_2 q_3 + q_0 q_1) & 2(q_0^2 + q_3^2) - 1 \end{pmatrix} . \quad (\text{A.42})$$

Les équations (A.30) et (A.31) permettent alors, avec la relation (A.42), d'obtenir par identification les trois angles de Cardan en fonction du quaternion définissant l'attitude d'un corps.

A.4.3 Relation entre rotation instantanée et quaternions

Soit $\mathfrak{B}_0 = (\vec{i}_0, \vec{j}_0, \vec{k}_0)$ la base canonique de \mathbb{R}^3 associé au référentiel galiléen et $\mathfrak{B}_S = (\vec{i}_S, \vec{j}_S, \vec{k}_S)$ une base orthonormée directe associée au référentiel d'un solide S. Soit $\mathbf{Q}_{\mathfrak{B}_0\mathfrak{B}_S}$ le quaternion représentant la rotation entre \mathfrak{B}_0 et \mathfrak{B}_S , exprimé dans la base canonique $\mathcal{H}_0 = (\mathbf{e}, \mathfrak{B}_0)$. Soit $\vec{\Omega}_{\mathfrak{B}_0\mathfrak{B}_S}$ le vecteur instantané de rotation, défini par

$$\vec{\Omega}_{\mathfrak{B}_0\mathfrak{B}_S} = \begin{pmatrix} \alpha \\ \beta \\ \gamma \end{pmatrix}_{\mathfrak{B}_0} \quad \text{ou} \quad \vec{\Omega}_{\mathfrak{B}_0\mathfrak{B}_S} = \begin{pmatrix} p \\ q \\ r \end{pmatrix}_{\mathfrak{B}_S} . \quad (\text{A.43})$$

Soit Ω_0 le quaternion pur associé au vecteur $\vec{\Omega}_{\mathfrak{B}_0\mathfrak{B}_S}$ exprimé dans la base \mathfrak{B}_0 et Ω_S le quaternion pur associé à ce même vecteur et exprimé dans la base \mathfrak{B}_S .

Nous avons alors les relations suivantes

$$\Omega_0 = 2 \dot{\mathbf{Q}}_{\mathfrak{B}_0\mathfrak{B}_S} \bar{\mathbf{Q}}_{\mathfrak{B}_0\mathfrak{B}_S} \quad \text{et} \quad \Omega_S = 2 \bar{\mathbf{Q}}_{\mathfrak{B}_0\mathfrak{B}_S} \dot{\mathbf{Q}}_{\mathfrak{B}_0\mathfrak{B}_S} , \quad (\text{A.44})$$

qui ne sont pas équivalentes car le produit de quaternions n'est pas commutatif dans le cas général.

A.4.4 Rotation avec des quaternions

Nous considérons n rotations R_i autour de vecteurs unitaires $\vec{u}_i = (\alpha_i, \beta_i, \gamma_i)$ et d'angle θ_i . Le quaternion $\mathbf{Q}_{i-1 \rightarrow i}$ associé à chaque rotation, exprimé dans \mathcal{H}_0 , s'écrit donc comme

$$\mathbf{Q}_{i-1 \rightarrow i} = \begin{pmatrix} \cos \frac{\theta_i}{2} \\ \alpha_i \sin \frac{\theta_i}{2} \\ \beta_i \sin \frac{\theta_i}{2} \\ \gamma_i \sin \frac{\theta_i}{2} \end{pmatrix}_{\mathcal{H}_0} . \quad (\text{A.45})$$

La composition des n rotations $R_n \circ \dots \circ R_i \circ \dots \circ R_1$ est associée au produit de quaternions $Q_{init} = \mathbf{Q}_{n-1 \rightarrow n} \cdots \mathbf{Q}_{i-1 \rightarrow i} \cdots \mathbf{Q}_{0 \rightarrow 1}$, où les rotations sont effectuées à partir de la base initiale \mathfrak{B}_0 et où les composantes des vecteurs \vec{u}_i sont exprimées dans \mathfrak{B}_0 .

A l'inverse, la composition des n rotations $R_n \circ \dots \circ R_i \circ \dots \circ R_1$ peut également être associée au produit de quaternions $Q_{cour} = \mathbf{Q}_{0 \rightarrow 1} \cdots \mathbf{Q}_{i-1 \rightarrow i} \cdots \mathbf{Q}_{n-1 \rightarrow n}$ où les rotations successives sont exprimées dans la base courante \mathfrak{B}_{i-1} et où les composantes des vecteurs \vec{u}_i sont exprimées dans cette même base.

A.4.5 Avantages et inconvénients des quaternions

Utiliser des quaternions unitaires pour représenter l'attitude d'un corps en trois dimensions permet d'avoir une notation mathématique commode. Les opérations mathématiques sont plus simples que celles nécessaires pour manipuler les angles de Cardan et le problème de blocage n'existe pas. Ils sont plus stables numériquement que les matrices de rotation et plus économes en mémoire, bien que ce dernier point ne soit pas essentiel dans notre usage. Toutes ces qualités font qu'ils sont très souvent utilisés dans les applications de robotique, navigation, mécanique spatiale des satellites ou encore dans les jeux vidéo.

En revanche, l'attitude décrite par un quaternion n'est pas compréhensible facilement pour un utilisateur et il faut donc effectuer des conversions le cas échéant pour retrouver les angles de Cardan par exemple.

A.5 Torseurs statiques

Dans les problèmes de mécanique tridimensionnelle, il est souvent d'usage de formuler les actions mécaniques à l'aide de torseur statique. L'action mécanique est alors composée d'une force \vec{F} et d'un moment $\vec{M}_M(\vec{F})$ dû à \vec{F} et exprimé au point M .

A.5.1 Torseurs d'actions mécaniques

A.5.1.1 Définition

Soit une résultante $\vec{F}_{i \rightarrow j}$ d'un corps i sur un autre corps j , constante quel que soit le point. Soit M un point quelconque de l'espace. Soit $\vec{M}_M(\vec{F}_{i \rightarrow j})$ le moment dû à la résultante et exprimé en M , c'est-à-dire dépendant de la position de ce dernier.

L'action mécanique du corps i sur le corps j peut alors s'exprimer sous la forme d'un torseur $\{\mathcal{T}(i \rightarrow j)\}$ de la façon suivante

$$\{\mathcal{T}(i \rightarrow j)\} = \left\{ \begin{array}{c} \vec{F}_{i \rightarrow j} \\ \vec{M}_M(\vec{F}_{i \rightarrow j}) \end{array} \right\}_{M, \mathfrak{R}}, \quad (\text{A.46})$$

où il est nécessaire de préciser le point de réduction du torseur, comme le moment en dépend, mais aussi le repère dans lequel les forces et moments sont définis.

A.5.1.2 Changement de point d'expression du torseur

Soit N un autre point quelconque. Le torseur $\{\mathcal{T}(i \rightarrow j)\}$ exprimé en N est alors défini par

$$\{\mathcal{T}(i \rightarrow j)\} = \left\{ \begin{array}{c} \vec{F}_{i \rightarrow j} \\ \vec{M}_N(\vec{F}_{i \rightarrow j}) + \vec{NM} \wedge \vec{F}_{i \rightarrow j} \end{array} \right\}_{N, \mathfrak{R}}. \quad (\text{A.47})$$

A.5.1.3 Notations

Nous nous efforcerons par la suite de noter les composantes de la résultante d'une action mécanique d'une liaison exprimée en un point A sous la forme suivante

$$\vec{A}_{i \rightarrow j} = \begin{pmatrix} X_{A, i \rightarrow j} \\ Y_{A, i \rightarrow j} \\ Z_{A, i \rightarrow j} \end{pmatrix}_{\mathfrak{R}}, \quad (\text{A.48})$$

et, pour le moment en A , sous la forme ci-dessous

$$\vec{M}_{A, i \rightarrow j} = \begin{pmatrix} L_{A, i \rightarrow j} \\ M_{A, i \rightarrow j} \\ N_{A, i \rightarrow j} \end{pmatrix}_{A, \mathfrak{R}}. \quad (\text{A.49})$$

Le torseur $\{\mathcal{T}(i \rightarrow j)\}$, exprimé au point A se représente donc également comme un tableau de six composantes sous la forme

$$\{\mathcal{T}(i \rightarrow j)\} = \left\{ \begin{array}{cc} X_{A, i \rightarrow j} & L_{A, i \rightarrow j} \\ Y_{A, i \rightarrow j} & M_{A, i \rightarrow j} \\ Z_{A, i \rightarrow j} & N_{A, i \rightarrow j} \end{array} \right\}_{A, \mathfrak{R}}. \quad (\text{A.50})$$

A.5.2 Torseurs particuliers

Des types de torseur particuliers existent et nous les expliquons ci-dessous.

A.5.2.1 Torseur glisseur

Un glisseur est un torseur où il est possible de trouver un point M de l'espace annulant le moment :

$$\exists M \quad / \quad \{\mathcal{T}(i \rightarrow j)\} = \left\{ \begin{array}{c} \vec{\mathcal{F}}_{i \rightarrow j} \\ \vec{0} \end{array} \right\}_{M, \mathfrak{R}} . \quad (\text{A.51})$$

Ce type d'action mécanique possède un axe central, c'est-à-dire une droite de l'espace le long de laquelle le moment est nul. Il est alors plus aisé d'exprimer le torseur en un point de cette droite pour effectuer les développements. S'il est possible de trouver un point M annulant le moment, alors l'axe central passe en ce point et est dirigé par le vecteur $\vec{u} = \frac{\vec{\mathcal{F}}_{i \rightarrow j}}{\|\vec{\mathcal{F}}_{i \rightarrow j}\|}$.

A.5.2.2 Torseur couple

Un torseur couple est un torseur ayant une résultante nulle en tout point de l'espace, et ainsi, un moment constant :

$$\forall M, \quad \{\mathcal{T}(i \rightarrow j)\} = \left\{ \begin{array}{c} \vec{0} \\ \vec{\mathcal{M}}_M(\vec{\mathcal{F}}_{i \rightarrow j}) = \vec{cst} \end{array} \right\}_{M, \mathfrak{R}} . \quad (\text{A.52})$$

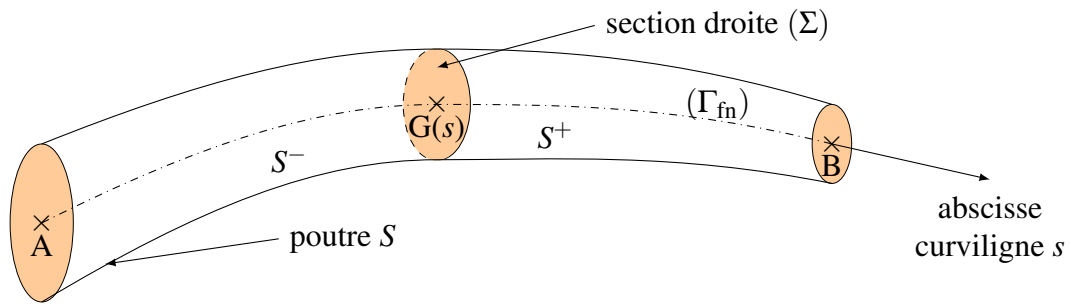


FIGURE A.2 – Notation utilisée pour la théorie des poutres

A.6 Théorie des poutres

Pour étudier la flexion du manche de l'aviron, nous avons appliqué la théorie des poutres, que nous décrivons dans les grandes lignes ci-après¹. Celle-ci doit être utilisée en respectant certaines hypothèses, ce qui n'est pas tout à fait le cas dans nos développements, faute de pouvoir utiliser une modélisation plus complexe². Toutefois la déformée du manche obtenue avec ces approximations suffit à décrire le comportement réel.

A.6.1 Hypothèses

A.6.1.1 Notions de poutre

Une poutre, tel que représentée sur la Figure A.2, est le solide engendré par une aire plane (Σ) appelée section droite dont le centre de gravité G décrit une courbe (Γ_{fn}) appelée ligne moyenne ou fibre neutre, le plan de (Σ) restant perpendiculaire à (Γ_{fn}).

Une poutre présente les caractéristiques suivantes :

- le rayon de courbure R de (Σ) doit être grand par rapport aux dimensions de la section de poutre, c'est-à-dire $R > 5h$, où h est la plus grande dimension transversale de (Σ),
- la longueur L de la ligne moyenne est grande devant les dimensions transversales de la poutre, c'est-à-dire $L > 10h$,
- et la variation de section (Σ) le long de (Γ_{fn}) doit être continue et très lente.

A.6.1.2 Hypothèse sur les matériaux

La matière constituant les poutres est considérée comme un milieu

- continu : non lacunaire, continuité des grandeurs physiques,
- homogène : caractéristiques mécaniques identiques en tout point,
- et isotrope : caractéristiques mécaniques identiques en toute direction.

1. Les informations proviennent du cours de résistance des matériaux enseigné par Jean-Paul Kowalyk, suivi en CPGE au lycée Eugène Livet en 2008-2009

2. Pour cela, il faudrait par exemple utiliser un code structure prenant en compte les plis de fibres de carbone, avec des nombres de couches et des orientations à respecter.

A.6.1.3 Hypothèse de Barré de Saint-Venant

Dans une section suffisamment éloignée des points d'application des charges, les déformations ne dépendent que du torseur des actions mécaniques extérieures.

A.6.1.4 Hypothèse sur les déformations

Les déformations doivent rester petites devant les dimensions de la poutre.

A.6.1.5 Hypothèse de Navier-Bernoulli

Toute section droite avant déformation reste droite après déformation. Toute section droite reste plane et normale à la ligne moyenne.

A.6.2 Actions extérieures

A.6.2.1 Actions mécaniques connues

Les actions mécaniques connues sont de deux types :

- localisées : comme l'action d'un axe d'articulation,
- réparties : par exemple sous forme de densités linéiques ou surfaciques.

A.6.2.2 Actions mécaniques inconnues

Les actions mécaniques inconnues sont en général transmises par les liaisons de la poutre avec son environnement. Elles sont déterminées par l'équilibre de la poutre, préalablement à la détermination des sollicitations, par un problème élémentaire de statique (sauf dans le cas de poutres hyperstatiques).

A.6.3 Actions intérieures – notion de sollicitations

A.6.3.1 Mise en évidence des efforts intérieurs

Considérons une poutre S , comme celle illustrée en Figure A.2 page ci-contre. Elle est partagée en deux parties S^+ et S^- par le plan défini par (Σ) d'abscisse curviligne s . Ce même plan partage également les efforts extérieurs appliqués à S en deux torseurs $\mathcal{T}(ext \rightarrow S^+)$ et $\mathcal{T}(ext \rightarrow S^-)$.

L'équilibre statique de S se traduit par

$$\{\mathcal{T}(ext \rightarrow S)\} = \{0\}, \quad (\text{A.53})$$

ou par

$$\{\mathcal{T}(ext \rightarrow S^-)\} + \mathcal{T}(ext \rightarrow S^+) = \{0\}, \quad (\text{A.54})$$

où $\{0\}$ désigne le torseur nul.

Le tronçon S^- de S est lui aussi en équilibre. Si nous l'isolons, il est alors soumis à l'action de $\mathcal{T}(ext \rightarrow S^-)$ et d'un autre torseur car $\mathcal{T}(ext \rightarrow S^-) \neq \{0\}$. Le torseur équilibrant les actions est le torseur dû aux efforts de cohésion intérieurs, noté \mathcal{T}_{coh} , exercé par S^+ sur S^- à travers (Σ) . L'équilibre de S^- se traduit alors par

$$\{\mathcal{T}(ext \rightarrow S^-)\} + \{\mathcal{T}_{coh}\} = \{0\}. \quad (\text{A.55})$$

Donc, nous avons les égalités suivantes

$$\{\mathcal{T}_{coh}\} = - \{\mathcal{T}(ext \rightarrow S^-)\} \quad \text{et} \quad \{\mathcal{T}_{coh}\} = \{\mathcal{T}(ext \rightarrow S^+)\}. \quad (\text{A.56})$$

A.6.3.2 Sollicitations

Les efforts de cohésion ou efforts intérieurs \vec{df} s'exercent en tout point P de la section (Σ) sur l'élément de surface dS . Le torseur de cohésion qui leur est associé, défini au centre de gravité G de (Σ) s'écrit alors

$$\{\mathcal{T}_{coh}\} = \left\{ \begin{array}{l} \vec{F}(x) = \int_{(\Sigma)} \vec{df} \\ \vec{M}_G(x) = \int_{(\Sigma)} \vec{GP} \wedge \vec{df} \end{array} \right\}_{G(x), \mathfrak{R}_{poutre}}, \quad (\text{A.57})$$

où l'abscisse curviligne est confondue avec la coordonnée x du repère \mathfrak{R}_{poutre} associé à la poutre non déformée. Compte tenu des hypothèses formulées en A.6.1, cela est équivalent.

$\vec{F}(x)$ et $\vec{M}_G(x)$ sont deux vecteurs appliqués en G et leurs projections sur les axes du repère $\mathfrak{R}_{poutre} = (G, \vec{i}, \vec{j}, \vec{k})$ génèrent les sollicitations suivantes

$$\{\mathcal{T}_{coh}\} = \left\{ \begin{array}{ll} N : \text{effort normal} & M_t : \text{moment de torsion} \\ T_y : \text{effort tranchant} & M_{fy} : \text{moment de flexion} \\ T_z : \text{effort tranchant} & M_{fz} : \text{moment de flexion} \end{array} \right\}_{G(x), \mathfrak{R}_{poutre}}. \quad (\text{A.58})$$

A.6.3.3 Méthode de calcul du torseur de cohésion

1. Isoler la poutre à étudier.
2. Définir le repère lié à cette poutre $\mathfrak{R}_0 = (O, \vec{i}_0, \vec{j}_0, \vec{k}_0)$
3. Calculer les actions aux appuis.
4. Délimiter les zones de la poutre. Elles sont délimitées par :
 - une charge localisée ou un appui,
 - les extrémités d'une charge répartie,
 - ou un changement de direction.
5. Définir une base locale \mathfrak{B} pour chaque zone, où \vec{x} est confondu avec la ligne moyenne.
6. Dans chaque zone, déterminer l'expression mathématique fonction de x des composantes du torseur de cohésion :
 - effectuer une coupure dans chaque zone (en un point G quelconque de l'axe neutre défini par son abscisse x),
 - rechercher le torseur de cohésion appliqué sur la coupure,
 - et calculer le torseur de cohésion au centre de gravité de la coupure.

A.6.4 Déformée

Nous calculons la déformée y d'une poutre en flexion simple autour de l'axe $G\vec{x}$ en réalisant une double intégration de l'équation (A.59), avec des conditions aux limites adaptées aux types

d'appui permettant de déduire les constantes d'intégration.

$$\ddot{y} = \frac{M_{fz}}{E I_{G_z}} \quad (\text{A.59})$$

E est le module de Young de la poutre et I_{G_z} le moment quadratique de la section (Σ) par rapport à l'axe $G\vec{x}$ tel que

$$I_{G_z} = \int_{(\Sigma)} y^2 dS. \quad (\text{A.60})$$

Session expérimentale à l'Institut P'

Ce chapitre est tiré d'un rapport faisant suite à une session expérimentale effectuée à l'Institut P', à Poitiers. Le but de ces essais était d'étudier la précision de centrales inertielles avec pour objectif éventuel de les utiliser pour mesurer l'orientation de l'aviron par rapport à un référentiel galiléen. Si les centrales inertielles ont une précision suffisante, alors elles pourront être utilisées pour une nouvelle campagne d'essais en conditions écologiques.

Les mesures présentées dans cette étude ont été réalisées avec l'aide de Floren Colloud et Franco Muñoz (Institut P'), ainsi que Vincent Fohanno et Julien Lardy (Laboratoire MIP, Université de Nantes).

B.1 Introduction

En aviron, les bateaux possèdent six DDL. Chaque aviron possède trois DDL par rapport au bateau. Pour réaliser une simulation numérique la plus précise possible d'un coup d'aviron, il faut connaître tous ses DDL. S'il en manque, les résultats seront imprécis et les résultats de forces ou de couples sur chaque aviron s'éloigneront des mesures expérimentales [150]. Dans les dernières simulations effectuées, nous avons généré les mouvements d'un aviron en ne connaissant que le mouvement d'avance du bateau (1 DDL) et les mouvements angulaires de cet aviron (3 DDL). Dans ce cas, le moindre mouvement de roulis du bateau entraîne une erreur importante sur la position de la palette, étant donnée la longueur conséquente des avirons. De ce constat, nous en avons conclu qu'il faut trouver un moyen pour mesurer tous ces DDL en conditions écologiques, afin de pouvoir reproduire fidèlement la cinématique de la palette par rapport à l'eau. Nous aimerions avoir une estimation à 1 cm près de l'altitude de la palette, c'est-à-dire une marge d'erreur sur l'angle d'immersion de l'aviron d'environ $0,3^\circ$ seulement.

Les centrales inertielles sont des dispositifs permettant de répondre en théorie à notre besoin. Elles sont légères et peu encombrantes donc elles n'altèrent pas les mouvements. Elles peuvent être facilement et rapidement placées sur le bateau et les avirons, voire même sur un rameur. A contrario elles sont connues pour manquer de précision [64, 122]. Il a alors été décidé de faire des mesures au sein de l'Institut P' à Poitiers. Nous avons à disposition la plateforme d'analyse 3D du mouvement *Motion Capture*. Ce système servira de référence pour les mesures par centrales inertielles.

B.2 Dispositif expérimental

Nous avons utilisé un skiff dont les deux pointes avaient été découpées, ce qui permet de diminuer son encombrement dans la salle sans nuire à nos mesures. Il repose sur un chariot pour le déplacer aisément. Les deux portants ont été laissés pour garder un équilibre mais nous n'avons utilisé qu'un aviron (cf. Figures B.1 et B.2), côté bâbord. Dans cette partie, les deux méthodes de mesures seront brièvement présentées : le système d'acquisition via marqueurs 3D, puis celui utilisant les centrales inertielles.

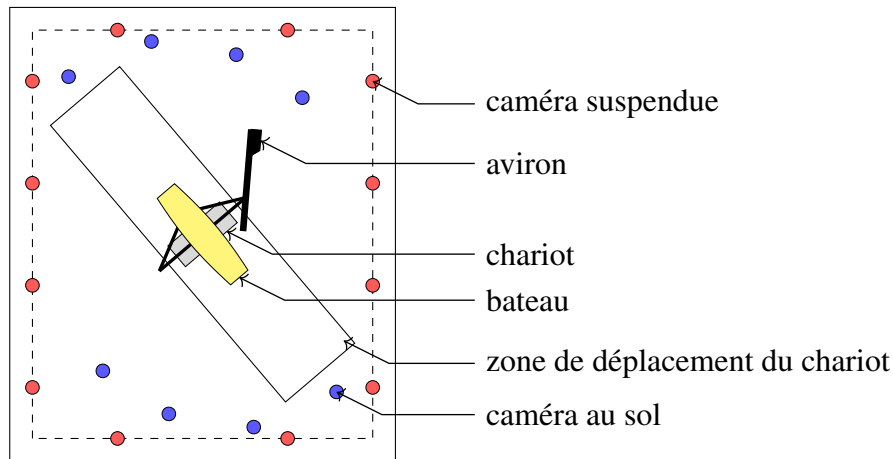


FIGURE B.1 – Disposition schématisée et approximative des éléments dans la salle d'expérimentation



FIGURE B.2 – Photographies du bateau instrumenté

B.2.1 Marqueurs 3D

Nous avons utilisé une salle d'expérimentation munie de 20 caméras infrarouges à LED *Vicon*® T040 (cf. Figure B.3(b) page suivante), soit en contact avec le sol via un trépied soit suspendues au plafond de la pièce (cf. Figure B.1), ainsi que d'un système d'acquisition et du logiciel de traitement *Nexus*, tous deux de cette même marque.

Six marqueurs (cf. Figure B.3(a) pour voir un exemple de marqueur) ont été placés sur le bateau, six autres sur l'aviron. Il sera alors possible de construire un repère sur le bateau et un autre sur l'aviron, d'en déduire les mouvements des deux corps dans le repère global, puis les mouvements de l'aviron par rapport au bateau.



(a) Un exemple de marqueur utilisé



(b) Caméra infrarouges à LED utilisée

FIGURE B.3 – Matériel utilisé pour la capture de mouvement.

B.2.2 Centrales inertielles

Le système d'acquisition de mouvement par centrales inertielles est composé de cinq centrales *APDM[®] Opal*, d'un récepteur et du logiciel *APDM[®] Motion Studio*. Nous plaçons trois centrales inertielles sur le bateau et deux sur l'aviron, comme indiqué sur la Figure B.5 page suivante. Une sur chaque corps serait normalement suffisante mais nous avons préféré avoir de la redondance d'information, dans le cas où une mesure serait défectueuse. *Motion Studio* déclenche l'enregistrement des mesures pour les centrales inertielles mais aussi sur *Nexus* pour la capture de mouvement par marqueurs 3D. Par conséquent, les mesures sont synchronisées et il ne devrait y avoir aucun recalage à faire.



FIGURE B.4 – Centrale inertielle *APDM[®] Opal* utilisée pour les expérimentations.

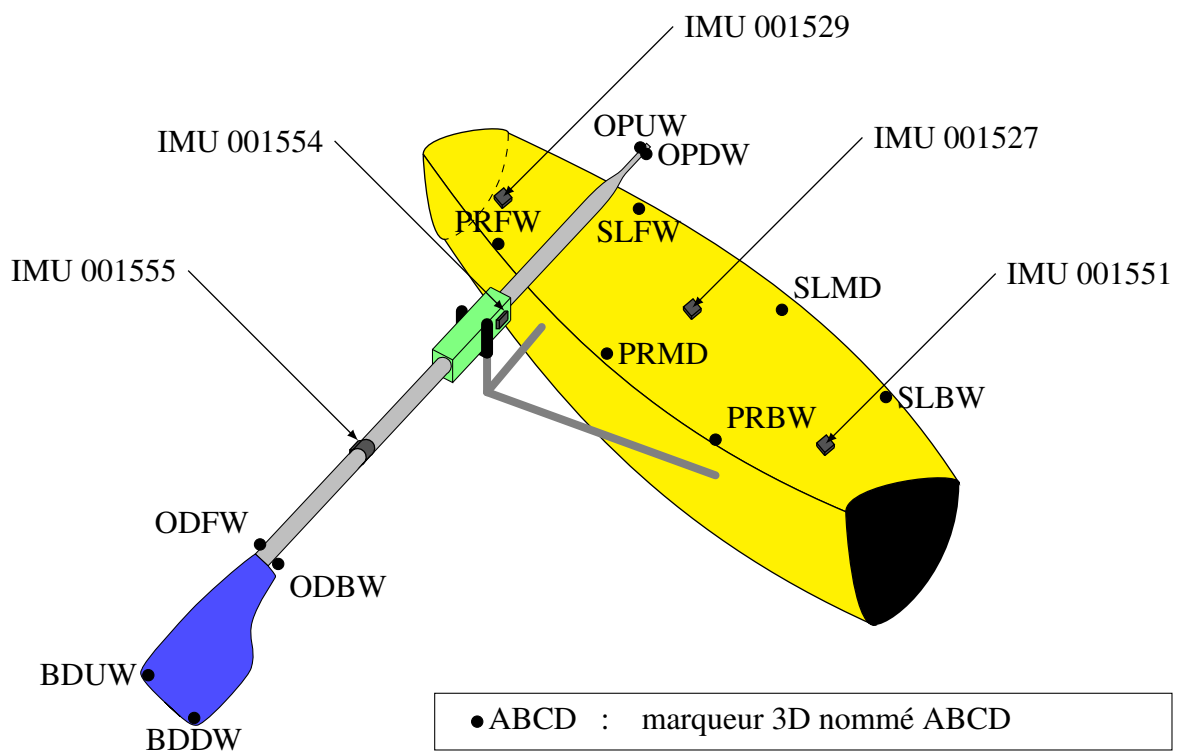


FIGURE B.5 – Schématisation de l'instrumentation du bateau et de l'aviron

B.3 Méthode de calcul des angles de Cardan

B.3.1 Idée générale

L'objectif principal est de reconstruire l'attitude de l'aviron par rapport au bateau, pour chaque système d'acquisition, et de la représenter au moyen des angles de Cardan. Ceux-ci sont obtenus à partir de l'expression de la matrice de passage entre la base du bateau et celle de l'aviron. Depuis les fichiers d'acquisition de chaque système, nous pouvons, après un prétraitement propre à chaque système, obtenir l'attitude de chaque corps dans un repère global et définir des matrices de passage entre la base du repère global et celle de chaque corps. Par une multiplication de matrice adaptée, nous en déduisons la matrice de passage recherchée et les angles de Cardan. Les détails de l'approche commune aux deux systèmes est expliquée en B.3.3. Les particularités concernant le système d'acquisition par marqueurs est décrite en B.3.4 et celles du système par centrales inertielles en B.3.5. Pour simplifier la suite des explications, et par abus de langage, nous raccourcirons l'expression *système de capture de mouvement par marqueurs 3D* à simplement *système Vicon* et, pour *système d'acquisition par centrales inertielles*, nous emploierons *système IMU*, venant de l'anglais *Inertial Measurement Unit*.

B.3.2 Notation

Les bases utilisées sont des bases orthonormées et nous les notons comme suit :

\mathcal{B} identifiant du moyen de mesure
lettre de référence du corps

où les lettres de référence pour les corps (au sens large) sont comprises dans $\{0, b, a_0, a\}$ et désignent respectivement la salle d'expérimentation (repère global), le bateau, l'aviron avec un angle de roulis non recalé et l'aviron (recalé), et où les moyens de mesure sont identifiés par V pour le système Vicon et par IMU_{nn} pour le système IMU, nn étant les deux derniers numéros des identifiants de chaque IMU (cf. Figure B.5 page précédente) ou un identifiant que nous créerons au besoin. Nous omettrons l'identifiant du moyen de mesure dans les cas où il n'est pas utile de le préciser.

Les vecteurs sont notés en gras. Nous appelons \mathbf{i} , \mathbf{j} et \mathbf{k} les vecteurs de chaque base, avec le même texte en indice et en exposant pour distinguer de quelle base il s'agit et du moyen de mesure utilisé. Par exemple, le premier vecteur de la base correspondant au bateau obtenu par l'IMU 001527 s'écrit \mathbf{i}_b^{IMU27} .

La matrice de passage d'une base \mathcal{B}_i vers une base \mathcal{B}_j s'écrit $\mathcal{P}_{\mathcal{B}_i \rightarrow \mathcal{B}_j}$. Si ces bases correspondent respectivement aux corps \mathcal{C}_i et \mathcal{C}_j et sont respectivement obtenues avec les moyens de mesure \mathcal{M}_k et \mathcal{M}_l , alors nous préciserons la notation par $\mathcal{P}_{\mathcal{B}_{\mathcal{C}_i}^{\mathcal{M}_k} \rightarrow \mathcal{B}_{\mathcal{C}_j}^{\mathcal{M}_l}}$. Dans les faits, \mathcal{M}_k et \mathcal{M}_l seront toujours identiques et ils ne seront pas toujours mentionnés, si le contexte est suffisant, pour alléger l'écriture.

Sur la Figure B.5 page ci-contre, les marqueurs 3D sont répertoriés par quatre lettres. Si son identifiant est ABCD, alors nous désignerons le point correspondant par P_{ABCD} .

B.3.3 Démarche commune aux deux systèmes d'acquisition

B.3.3.1 Définition des angles de Cardan

Il est possible de décrire l'attitude d'un corps par rapport à une référence en utilisant les angles de Cardan. Il s'agit de trois rotations successives, respectivement d'angles ψ (lacet), θ (tangage) et ϕ (roulis), respectivement autour des vecteurs \mathbf{k} , \mathbf{j} et \mathbf{i} de la base nouvellement construite à chaque rotation, comme indiqué sur la Figure B.6.

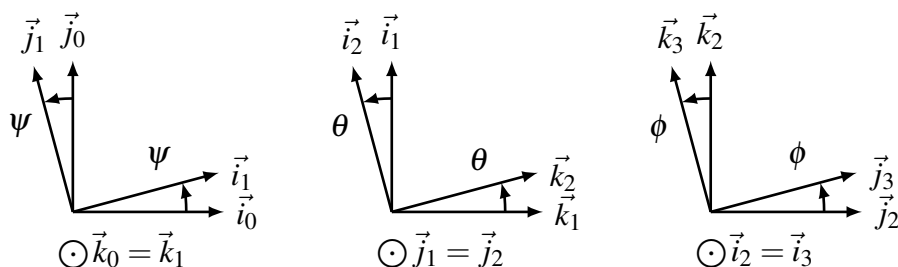


FIGURE B.6 – Rotations successives appliquées pour la représentation d'une attitude par les angles de Cardan (de gauche à droite et dans l'ordre d'application : lacet, tangage et roulis)

Les vecteurs d'une base \mathcal{B}_i s'expriment en fonction de la base précédente \mathcal{B}_{i-1} . Nous obtenons :

$$\begin{cases} \mathbf{i}_2 &= \cos(\psi) \mathbf{i}_1 + \sin(\psi) \mathbf{j}_1 \\ \mathbf{j}_2 &= -\sin(\psi) \mathbf{i}_1 + \cos(\psi) \mathbf{j}_1 \\ \mathbf{k}_2 &= \mathbf{k}_1 \end{cases}, \quad (\text{B.1})$$

$$\begin{cases} \mathbf{i}_3 &= \cos(\theta) \mathbf{i}_2 - \sin(\theta) \mathbf{k}_2 \\ \mathbf{j}_3 &= \mathbf{j}_2 \\ \mathbf{k}_3 &= \sin(\theta) \mathbf{i}_2 + \cos(\theta) \mathbf{k}_2 \end{cases} \quad (\text{B.2})$$

et

$$\begin{cases} \mathbf{i}_4 &= \mathbf{i}_3 \\ \mathbf{j}_4 &= \cos(\phi) \mathbf{j}_3 + \sin(\phi) \mathbf{k}_3 \\ \mathbf{k}_4 &= -\sin(\phi) \mathbf{j}_3 + \cos(\phi) \mathbf{k}_3 \end{cases}. \quad (\text{B.3})$$

Les matrices de passage associées aux trois rotations sont :

$$\mathcal{P}_{\mathcal{B}_1 \rightarrow \mathcal{B}_2} = \begin{pmatrix} \cos(\psi) & -\sin(\psi) & 0 \\ \sin(\psi) & \cos(\psi) & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}, \quad (\text{B.4})$$

$$\mathcal{P}_{\mathcal{B}_2 \rightarrow \mathcal{B}_3} = \begin{pmatrix} \cos(\theta) & 0 & \sin(\theta) \\ 0 & 1 & 0 \\ -\sin(\theta) & 0 & \cos(\theta) \end{pmatrix} \quad (\text{B.5})$$

et

$$\mathcal{P}_{\mathcal{B}_3 \rightarrow \mathcal{B}_4} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos(\phi) & -\sin(\phi) \\ 0 & \sin(\phi) & \cos(\phi) \end{pmatrix}. \quad (\text{B.6})$$

La matrice de passage $\mathcal{P}_{\mathcal{B}_1 \rightarrow \mathcal{B}_4} = (p_{ij})_{1 \leq i \leq 3, 1 \leq j \leq 3}$ entre la base de départ \mathcal{B}_1 et la base finale \mathcal{B}_4 est égale au produit des trois matrices précédente :

$$\mathcal{P}_{\mathcal{B}_1 \rightarrow \mathcal{B}_4} = \mathcal{P}_{\mathcal{B}_1 \rightarrow \mathcal{B}_2} \mathcal{P}_{\mathcal{B}_2 \rightarrow \mathcal{B}_3} \mathcal{P}_{\mathcal{B}_3 \rightarrow \mathcal{B}_4}, \quad (\text{B.7})$$

soit

$$\mathcal{P}_{\mathcal{B}_1 \rightarrow \mathcal{B}_4} = \begin{pmatrix} \cos(\psi) \cos(\theta) & \cos(\psi) \sin(\theta) \sin(\phi) - \sin(\psi) \cos(\phi) & \cos(\psi) \sin(\theta) \cos(\phi) + \sin(\psi) \sin(\phi) \\ \sin(\psi) \cos(\theta) & \sin(\psi) \sin(\theta) \sin(\phi) + \cos(\psi) \cos(\phi) & \sin(\psi) \sin(\theta) \cos(\phi) - \cos(\psi) \sin(\phi) \\ -\sin(\theta) & \cos(\theta) \sin(\phi) & \cos(\theta) \cos(\phi) \end{pmatrix}. \quad (\text{B.8})$$

Nous retrouvons les angles de Cardan avec les formules suivantes :

$$\begin{cases} \psi & = & \text{atan2}(p_{21}, p_{11}) \\ \theta & = & -\arcsin(p_{31}) \\ \phi & = & \text{atan2}(p_{32}, p_{33}) \end{cases}. \quad (\text{B.9})$$

Cette représentation de l'attitude d'un corps par les angles de Cardan permet une compréhension physique facile. Cependant, elle présente une singularité. En effet, quand l'angle de tangage est tel que $\theta = \pm \frac{\pi}{2}$, alors il existe une indétermination sur les deux autres angles. Nous ne rentrons pas plus dans les détails de cette singularité dans ce rapport car l'angle θ ne présente pas des variations très importantes et nous ne trouvons donc pas dans ce cas plus délicat à traiter.

Il reste donc à trouver, pour chaque système d'acquisition, l'expression de la matrice de passage $\mathcal{P}_{\mathcal{B}_b \rightarrow \mathcal{B}_a}$. Celle-ci est identique à $\mathcal{P}_{\mathcal{B}_1 \rightarrow \mathcal{B}_4}$. Nous obtenons alors les angles de Cardan au moyen des égalités (B.9).

B.3.3.2 Obtention de la matrice de passage $\mathcal{P}_{\mathcal{B}_b \rightarrow \mathcal{B}_a}$

Après prétraitements expliqués dans les sections B.3.4 et B.3.5 ci-après, il est possible de reconstruire des bases liées au bateau et à l'aviron. Avec celles-ci, nous obtenons des matrices de passages intermédiaires entre le repère global et ces bases.

Une première matrice de passage est $\mathcal{P}_{\mathcal{B}_0 \rightarrow \mathcal{B}_b}$. Elle est composée des vecteurs de la base du bateau, exprimés dans la base \mathcal{B}_0 et placés en colonnes.

$$\mathcal{P}_{\mathcal{B}_0 \rightarrow \mathcal{B}_b} = \begin{pmatrix} \mathbf{i}_b \cdot \mathbf{i}_0 & \mathbf{j}_b \cdot \mathbf{i}_0 & \mathbf{k}_b \cdot \mathbf{i}_0 \\ \mathbf{i}_b \cdot \mathbf{j}_0 & \mathbf{j}_b \cdot \mathbf{j}_0 & \mathbf{k}_b \cdot \mathbf{j}_0 \\ \mathbf{i}_b \cdot \mathbf{k}_0 & \mathbf{j}_b \cdot \mathbf{k}_0 & \mathbf{k}_b \cdot \mathbf{k}_0 \end{pmatrix} \quad (\text{B.10})$$

Une deuxième matrice de passage est $\mathcal{P}_{\mathcal{B}_0 \rightarrow \mathcal{B}_{a_0}}$, où \mathcal{B}_{a_0} désigne une première base de l'aviron. Elle est construite similairement à la précédente mais avec les vecteurs de la base de l'aviron.

$$\mathcal{P}_{\mathcal{B}_0 \rightarrow \mathcal{B}_{a_0}} = \begin{pmatrix} \mathbf{i}_{a_0} \cdot \mathbf{i}_0 & \mathbf{j}_{a_0} \cdot \mathbf{i}_0 & \mathbf{k}_{a_0} \cdot \mathbf{i}_0 \\ \mathbf{i}_{a_0} \cdot \mathbf{j}_0 & \mathbf{j}_{a_0} \cdot \mathbf{j}_0 & \mathbf{k}_{a_0} \cdot \mathbf{j}_0 \\ \mathbf{i}_{a_0} \cdot \mathbf{k}_0 & \mathbf{j}_{a_0} \cdot \mathbf{k}_0 & \mathbf{k}_{a_0} \cdot \mathbf{k}_0 \end{pmatrix} \quad (\text{B.11})$$

Pour les deux systèmes d'acquisition, il est impossible de définir précisément un calage de l'aviron en roulis. Nous avons donc introduit une autre base pour l'aviron, \mathcal{B}_a , qui n'est autre qu'une rotation d'angle ϕ_0 de la base \mathcal{B}_{a_0} autour de l'axe principal de l'aviron, c'est-à-dire autour du vecteur $\mathbf{i}_{a_0} = \mathbf{i}_a$. En exprimant en colonnes les vecteurs de la base \mathcal{B}_a dans la base \mathcal{B}_{a_0} , nous formons une nouvelle matrice de passage $\mathcal{P}_{\mathcal{B}_{a_0} \rightarrow \mathcal{B}_a}$.

$$\mathcal{P}_{\mathcal{B}_{a_0} \rightarrow \mathcal{B}_a} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos(\phi_0) & -\sin(\phi_0) \\ 0 & \sin(\phi_0) & \cos(\phi_0) \end{pmatrix} \quad (\text{B.12})$$

La matrice de passage recherchée, $\mathcal{P}_{\mathcal{B}_b \rightarrow \mathcal{B}_a}$, s'exprime donc sous la forme

$$\mathcal{P}_{\mathcal{B}_b \rightarrow \mathcal{B}_a} = \mathcal{P}_{\mathcal{B}_b \rightarrow \mathcal{B}_0} \mathcal{P}_{\mathcal{B}_0 \rightarrow \mathcal{B}_{a_0}} \mathcal{P}_{\mathcal{B}_{a_0} \rightarrow \mathcal{B}_a}, \quad (\text{B.13})$$

avec

$$\mathcal{P}_{\mathcal{B}_b \rightarrow \mathcal{B}_0} = (\mathcal{P}_{\mathcal{B}_0 \rightarrow \mathcal{B}_b})^{-1}. \quad (\text{B.14})$$

B.3.4 Spécificités pour le système d'acquisition avec marqueurs 3D

Pour reconstruire les bases \mathcal{B}_b^v et $\mathcal{B}_{a_0}^v$, nous avons utilisé les coordonnées de chaque marqueur 3D (cf. Figure B.5 page 308). D'une manière générale, nous essayons d'utiliser le plus de points possibles pour définir chaque nouvel élément (point ou vecteur) afin d'estomper les éventuelles erreurs introduites lors de la mesure.

B.3.4.1 Définition de la base \mathcal{B}_b^v

Nous construisons la base \mathcal{B}_b^v à partir des six marqueurs placés sur le pont du bateau. Nous introduisons tout d'abord quatre points P_1, P_2, P_3 et P_4 (cf. Figure B.7 page suivante). Ceux-ci sont des barycentres des points existants, c'est-à-dire que leur coordonnées sont des moyennes des coordonnées des autres points :

$$P_1 = \text{Bar}(P_{\text{PRBW}}, P_{\text{SLBW}}, P_{\text{SLMD}}), \quad (\text{B.15})$$

$$P_2 = \text{Bar}(P_{\text{PRBW}}, P_{\text{PRMD}}, P_{\text{SLMD}}), \quad (\text{B.16})$$

$$P_3 = \text{Bar}(P_{\text{SLMD}}, P_{\text{SLFW}}, P_{\text{PRMD}}, P_{\text{PRFW}}) \quad (\text{B.17})$$

et

$$P_4 = \text{Bar}(P_{\text{SLMD}}, P_{\text{SLBW}}, P_{\text{PRMD}}, P_{\text{PRBW}}). \quad (\text{B.18})$$

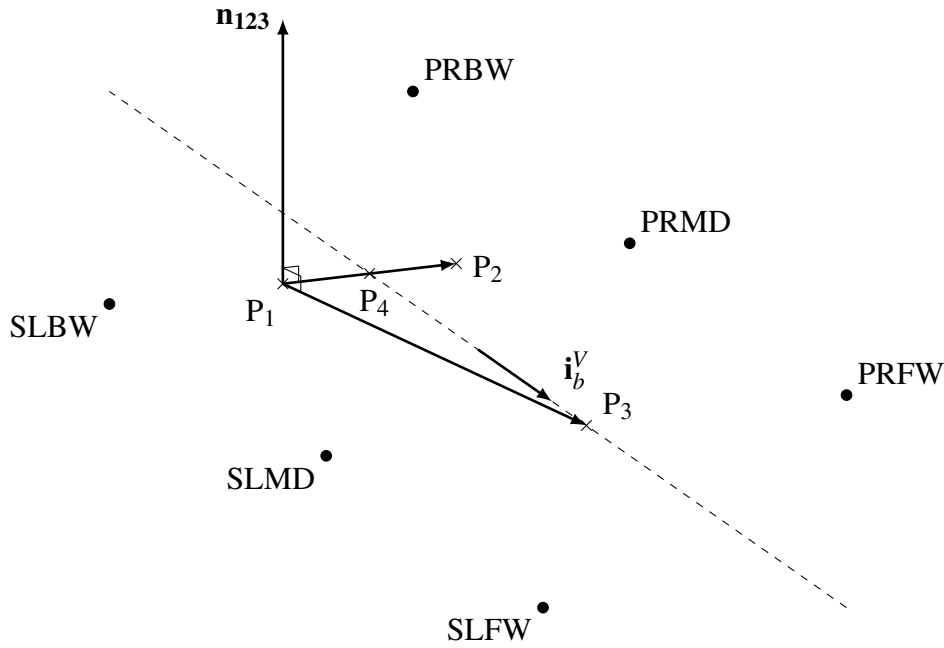
Soit \mathcal{P}_{123} le plan passant par les points P_1, P_2 et P_3 . Sa normale \mathbf{n}_{123} , orientée vers le haut, peut être définie par :

$$\mathbf{n}_{123} = \mathbf{P}_1 \mathbf{P}_3 \wedge \mathbf{P}_1 \mathbf{P}_2. \quad (\text{B.19})$$

Le premier vecteur de la base est :

$$\mathbf{i}_b^v = \frac{1}{\|\mathbf{P}_4 \mathbf{P}_3\|} \mathbf{P}_4 \mathbf{P}_3. \quad (\text{B.20})$$

Avec ce premier vecteur et la normale au plan \mathcal{P}_{123} , nous obtenons le second vecteur de la base :


 FIGURE B.7 – Schéma de la construction de la base \mathcal{B}_b^v

$$\mathbf{j}_b^v = \frac{1}{\|\mathbf{n}_{123} \wedge \mathbf{i}_b^v\|} \mathbf{n}_{123} \wedge \mathbf{i}_b^v . \quad (\text{B.21})$$

Finalement, le troisième vecteur est :

$$\mathbf{k}_b^v = \mathbf{i}_b^v \wedge \mathbf{j}_b^v . \quad (\text{B.22})$$

B.3.4.2 Définition de la base $\mathcal{B}_{a_0}^v$

Six autres marqueurs, placés sur l'aviron, permettent de construire la base $\mathcal{B}_{a_0}^v$. Nous utilisons deux autres barycentres P_5 et P_6 (cf. Figure B.8 page suivante) définis par :

$$P_5 = \text{Bar}(P_{\text{OPUW}}, P_{\text{OPDW}}) \quad (\text{B.23})$$

et

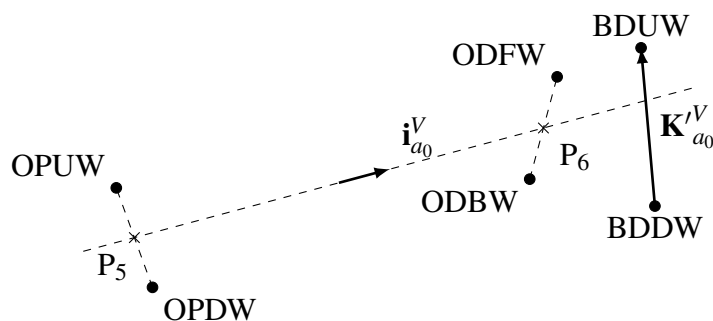
$$P_6 = \text{Bar}(P_{\text{ODBW}}, P_{\text{ODFW}}) . \quad (\text{B.24})$$

Le premier vecteur de la base est :

$$\mathbf{i}_{a_0}^v = \frac{1}{\|\mathbf{P}_5 \mathbf{P}_6\|} \mathbf{P}_5 \mathbf{P}_6 . \quad (\text{B.25})$$

Nous choisissons un vecteur intermédiaire $\mathbf{K}_{a_0}^v$ qui nous permet d'avoir un écart en roulis peu important. Il est tel que :

$$\mathbf{K}_{a_0}^v = \mathbf{P}_{\text{BDDW}} \mathbf{P}_{\text{BDUW}} . \quad (\text{B.26})$$


 FIGURE B.8 – Schéma de la construction de la base $\mathcal{B}_{a_0}^V$

Le second vecteur de la base vaut alors :

$$\mathbf{j}_{a_0}^V = \frac{1}{\|\mathbf{K}_{a_0}^V \wedge \mathbf{i}_{a_0}^V\|} \mathbf{K}_{a_0}^V \wedge \mathbf{i}_{a_0}^V. \quad (\text{B.27})$$

Enfin, le troisième vecteur est défini par :

$$\mathbf{k}_{a_0}^V = \mathbf{i}_{a_0}^V \wedge \mathbf{j}_{a_0}^V. \quad (\text{B.28})$$

Il est possible de faire tourner cette base autour du premier vecteur, avec la formule (B.12). En pratique, nous laissons $\phi_0 = 0$ et nous recalons a posteriori les résultats pour le roulis ϕ .

B.3.5 Spécificités pour le système d'acquisition avec centrales inertielles

Dans chaque fichier de sortie du système IMU, nous avons pour chaque appareil et à chaque pas de temps un quaternion $Q = (Q_0, Q_1, Q_2, Q_3)$. Après vérification, il semble déjà normé mais nous le renormons pour éviter la propagation d'erreurs :

$$q = \frac{1}{\|Q\|} Q. \quad (\text{B.29})$$

Ce quaternion nous donne l'attitude de chaque IMU par rapport au repère global défini par le système IMU. La matrice de passage entre la base \mathcal{B}_0 et la base $\mathcal{B}_{\text{IMU}_i}$ attachée à l'IMU i est définie par :

$$\mathcal{P}_{\mathcal{B}_0 \rightarrow \mathcal{B}_{\text{IMU}_i}} = \begin{pmatrix} 2(q_0^2 + q_1^2) - 1 & 2(q_1q_2 - q_0q_3) & 2(q_1q_3 + q_0q_2) \\ 2(q_1q_2 + q_0q_3) & 2(q_0^2 + q_2^2) - 1 & 2(q_2q_3 - q_0q_1) \\ 2(q_1q_3 - q_0q_2) & 2(q_2q_3 + q_0q_1) & 2(q_0^2 + q_3^2) - 1 \end{pmatrix} \quad (\text{B.30})$$

B.3.5.1 Définition de la base $\mathcal{B}_b^{\text{IMUbt}}$

Si les IMU étaient parfaitement installées, nous devrions pouvoir choisir $\mathcal{P}_{\mathcal{B}_0 \rightarrow \mathcal{B}_b}$ parmi les matrices $\mathcal{P}_{\mathcal{B}_0^{\text{IMU27}} \rightarrow \mathcal{B}_b^{\text{IMU27}}}$, $\mathcal{P}_{\mathcal{B}_0^{\text{IMU29}} \rightarrow \mathcal{B}_b^{\text{IMU29}}}$ ou $\mathcal{P}_{\mathcal{B}_0^{\text{IMU51}} \rightarrow \mathcal{B}_b^{\text{IMU51}}}$. En pratique, les résultats ont montré que l'IMU 001527 n'était pas installée correctement et qu'il y a des écarts non négligeables entre les IMU 001529 et 001551. De plus, si nous nous servions uniquement des données obtenues par l'une ou l'autre des IMU, alors les résultats ne seraient pas satisfaisants. Il est donc nécessaire de

reconstruire \mathcal{B}_b à partir des données des IMU 001529 et 001551. La formule (B.10) rappelle que $\mathcal{P}_{\mathcal{B}_0 \rightarrow \mathcal{B}_b}$ est construite avec les vecteurs de la base \mathcal{B}_b exprimés en colonnes dans la base \mathcal{B}_0 . Nous pouvons donc extraire les vecteurs des bases $\mathcal{B}_b^{\text{IMU29}}$ et $\mathcal{B}_b^{\text{IMU51}}$ et faire un traitement pour tenter de corriger les erreurs.

Nous appellerons *IMUbt* la nouvelle IMU fictive créée et donnant l'attitude du bateau par rapport au repère global. Nous pouvons reconstruire le premier vecteur de la base, normalement dirigé suivant l'axe longitudinal du bateau, en moyennant les deux vecteurs originaux :

$$\mathbf{I}_b^{\text{IMUbt}} = \frac{1}{2} \left(\frac{1}{\|\mathbf{i}_b^{\text{IMU29}}\|} \mathbf{i}_b^{\text{IMU29}} + \frac{1}{\|\mathbf{i}_b^{\text{IMU51}}\|} \mathbf{i}_b^{\text{IMU51}} \right). \quad (\text{B.31})$$

Nous le normons :

$$\mathbf{i}_b^{\text{IMUbt}} = \frac{1}{\|\mathbf{I}_b^{\text{IMUbt}}\|} \mathbf{I}_b^{\text{IMUbt}}. \quad (\text{B.32})$$

Ensuite, nous introduisons un vecteur intermédiaire $\mathbf{J}'_b^{\text{IMUbt}}$ défini par :

$$\mathbf{J}'_b^{\text{IMUbt}} = \frac{1}{2} \left(\frac{1}{\|\mathbf{j}_b^{\text{IMU29}}\|} \mathbf{j}_b^{\text{IMU29}} + \frac{1}{\|\mathbf{j}_b^{\text{IMU51}}\|} \mathbf{j}_b^{\text{IMU51}} \right). \quad (\text{B.33})$$

Nous pouvons alors définir le troisième vecteur de la base avec :

$$\mathbf{K}_b^{\text{IMUbt}} = \mathbf{i}_b^{\text{IMUbt}} \wedge \mathbf{J}'_b^{\text{IMUbt}}. \quad (\text{B.34})$$

Nous normons également ce vecteur :

$$\mathbf{k}_b^{\text{IMUbt}} = \frac{1}{\|\mathbf{K}_b^{\text{IMUbt}}\|} \mathbf{K}_b^{\text{IMUbt}}. \quad (\text{B.35})$$

Finalement, le deuxième vecteur de la base est :

$$\mathbf{j}_b^{\text{IMUbt}} = \mathbf{k}_b^{\text{IMUbt}} \wedge \mathbf{i}_b^{\text{IMUbt}}. \quad (\text{B.36})$$

Ainsi, nous obtenons la matrice de passage recherchée :

$$\mathcal{P}_{\mathcal{B}_0^{\text{IMUbt}} \rightarrow \mathcal{B}_b^{\text{IMUbt}}} = \begin{pmatrix} \mathbf{i}_b^{\text{IMUbt}} \cdot \mathbf{i}_0^{\text{IMUbt}} & \mathbf{j}_b^{\text{IMUbt}} \cdot \mathbf{i}_0^{\text{IMUbt}} & \mathbf{k}_b^{\text{IMUbt}} \cdot \mathbf{i}_0^{\text{IMUbt}} \\ \mathbf{i}_b^{\text{IMUbt}} \cdot \mathbf{j}_0^{\text{IMUbt}} & \mathbf{j}_b^{\text{IMUbt}} \cdot \mathbf{j}_0^{\text{IMUbt}} & \mathbf{k}_b^{\text{IMUbt}} \cdot \mathbf{j}_0^{\text{IMUbt}} \\ \mathbf{i}_b^{\text{IMUbt}} \cdot \mathbf{k}_0^{\text{IMUbt}} & \mathbf{j}_b^{\text{IMUbt}} \cdot \mathbf{k}_0^{\text{IMUbt}} & \mathbf{k}_b^{\text{IMUbt}} \cdot \mathbf{k}_0^{\text{IMUbt}} \end{pmatrix}. \quad (\text{B.37})$$

B.3.5.2 Définition de la base $\mathcal{B}_{a_0}^{\text{IMUav}}$

Pour la construction de la base \mathcal{B}_{a_0} , les mêmes problèmes que ceux cités en B.3.5.1 subsistent. Nous devons à nouveau définir une IMU fictive, appelée *IMUav*, à partir des IMU 001554 et 001555, pour définir l'attitude de l'aviron dans le repère global. Nous utilisons exactement la même procédure qu'en B.3.5.1 pour construire $\mathbf{i}_b^{\text{IMUav}}$, $\mathbf{j}_b^{\text{IMUav}}$ et $\mathbf{k}_b^{\text{IMUav}}$. Cela suppose que les premiers vecteurs des bases de chaque IMU soient parallèles entre eux et avec l'axe de l'aviron, ce qui n'est pas tout à fait le cas en réalité. Nous formons alors la matrice de passage souhaitée :

$$\mathcal{P}_{\mathcal{B}_0^{\text{IMUav}} \rightarrow \mathcal{B}_b^{\text{IMUav}}} = \begin{pmatrix} \mathbf{i}_b^{\text{IMUav}} \cdot \mathbf{i}_0^{\text{IMUav}} & \mathbf{j}_b^{\text{IMUav}} \cdot \mathbf{i}_0^{\text{IMUav}} & \mathbf{k}_b^{\text{IMUav}} \cdot \mathbf{i}_0^{\text{IMUav}} \\ \mathbf{i}_b^{\text{IMUav}} \cdot \mathbf{j}_0^{\text{IMUav}} & \mathbf{j}_b^{\text{IMUav}} \cdot \mathbf{j}_0^{\text{IMUav}} & \mathbf{k}_b^{\text{IMUav}} \cdot \mathbf{j}_0^{\text{IMUav}} \\ \mathbf{i}_b^{\text{IMUav}} \cdot \mathbf{k}_0^{\text{IMUav}} & \mathbf{j}_b^{\text{IMUav}} \cdot \mathbf{k}_0^{\text{IMUav}} & \mathbf{k}_b^{\text{IMUav}} \cdot \mathbf{k}_0^{\text{IMUav}} \end{pmatrix}. \quad (\text{B.38})$$

Comme mentionnée en B.3.4.2, nous pouvons appliquer un roulis supplémentaire pour recaler la base plus précisément par rapport à l'aviron mais nous avons également choisi un recalage à posteriori.

B.4 Résultats

B.4.1 Différents types de mouvements

Au cours de ces essais, nous avons effectué différents types de mouvements de complexité croissante, répertoriés dans le tableau B.1. Un premier enregistrement a été fait avec l'ensemble immobile. Ensuite, nous avons ajouté des mouvements à chaque fois. Tout d'abord, une personne a réalisé le balayage de l'aviron avec un angle d'immersion ; les deux autres personnes placées à chaque extrémité maintenaient le bateau sur le chariot. Ensuite, nous avons introduit une rotation propre de l'aviron sur lui-même. Puis, nous avons libéré le bateau en rotation : le chariot a été enlevé et les deux personnes qui tenaient le bateau ont cette fois exercé un mouvement assez aléatoire. Finalement, le bateau a été libéré en translation et une vitesse variable a été imposée.

Les essais les plus complexes et les plus intéressants sont CI14 et CI15. Malheureusement, les enregistrements ont été tronqués et seul CI15 est exploitable, CI14 ne durant qu'une dizaine de secondes. Nous ne commenterons donc que les résultats de l'essai CI15. Les données similaires concernant les cinq autres essais figuraient dans le rapport d'étude original mais ont été retirées de ce manuscrit.

Essais	Mouvements cumulés
CI10	ensemble statique
CI11	ajout du balayage et de l'immersion de l'aviron
CI12	ajout du roulis de l'aviron
CI13	ajout d'une liberté en rotation du bateau (sur les 3 axes)
CI14, CI15	ajout d'une vitesse en translation variable au bateau

Tableau B.1 – Liste des différents essais effectués.

B.4.2 Méthode de comparaison des résultats et post-traitements effectués

Pour quantifier les écarts entre les angles de Cardan obtenus par les deux systèmes sur toute la durée de mesure, nous calculons trois types d'erreur (l'erreur moyenne ϵ_m , l'erreur quadratique moyenne ϵ_{rms} et l'erreur maximale ϵ_M) :

$$\epsilon_m = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N |f_i - g_i|, \quad (\text{B.39})$$

$$\epsilon_{rms} = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (f_i - g_i)^2}, \quad (\text{B.40})$$

et

$$\epsilon_M = \max_{i=1}^N |f_i - g_i|, \quad (\text{B.41})$$

où N est la taille de l'échantillon et f et g désignent respectivement la quantité mesurée par le système Vicon et par le système IMU.

En premier lieu, nous comparerons les données brutes obtenues pour les angles de Cardan. Ce sont normalement les données qui doivent être directement utilisées pour nos simulations CFD. Nous remarquerons que les IMU répondent avec un retard non négligeable. Nous corrigerons ce retard a posteriori en fonction des données obtenues par le système Vicon. Finalement, nous minimiserons l'erreur sur les résultats en translatant les résultats d'une valeur constante. Ces deux étapes ne peuvent pas être appliquées pour des essais en conditions écologiques mais nous les employons pour quantifier l'erreur maximale obtenue dans une situation la plus favorable possible.

B.4.3 Comparaison des vecteurs

Les Figures B.9 à B.14 nous montrent que les vecteurs provenant des IMU peuvent s'éloigner assez largement de ceux obtenus par le système Vicon. Les corrections apportées en moyennant deux IMU devant donner des résultats similaires permettent de diminuer les écarts dans la plupart des cas.

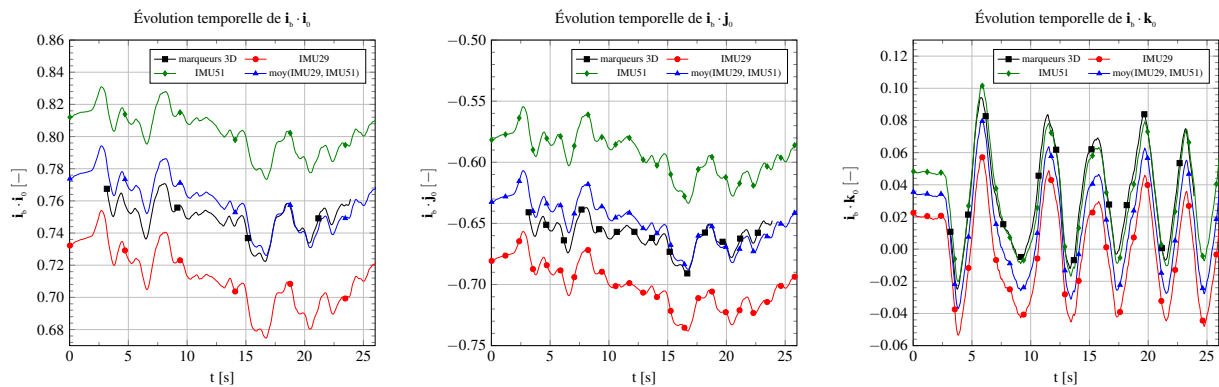


FIGURE B.9 – Coordonnées du vecteur \mathbf{i}_b exprimées dans la base \mathcal{B}_0 pour l'essai CI15

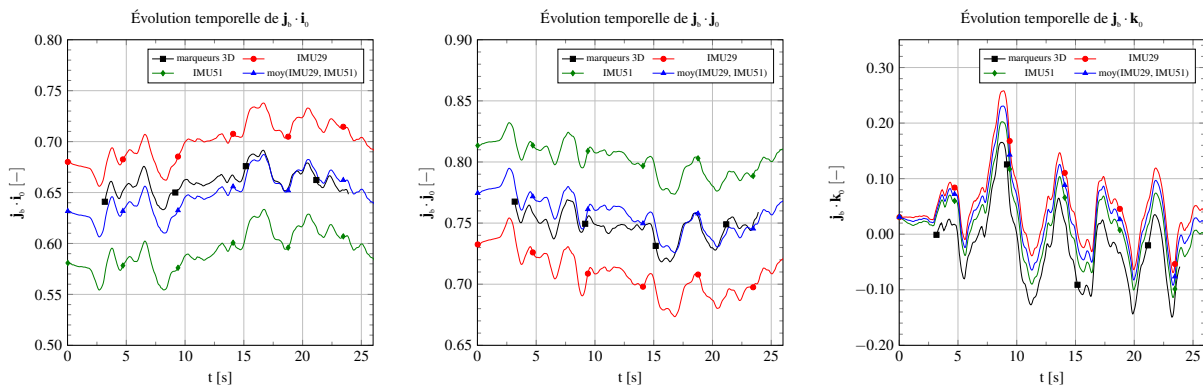


FIGURE B.10 – Coordonnées du vecteur \mathbf{j}_b exprimées dans la base \mathcal{B}_0 pour l'essai CI15

B.4.4 Comparaison des angles de Cardan

Les Figures B.15, B.16 et B.17, ainsi que le tableau B.2, montrent qu'il existe un écart très important sur les données brutes pour les trois angles. Pour le roulis ϕ , cet écart est à relativiser

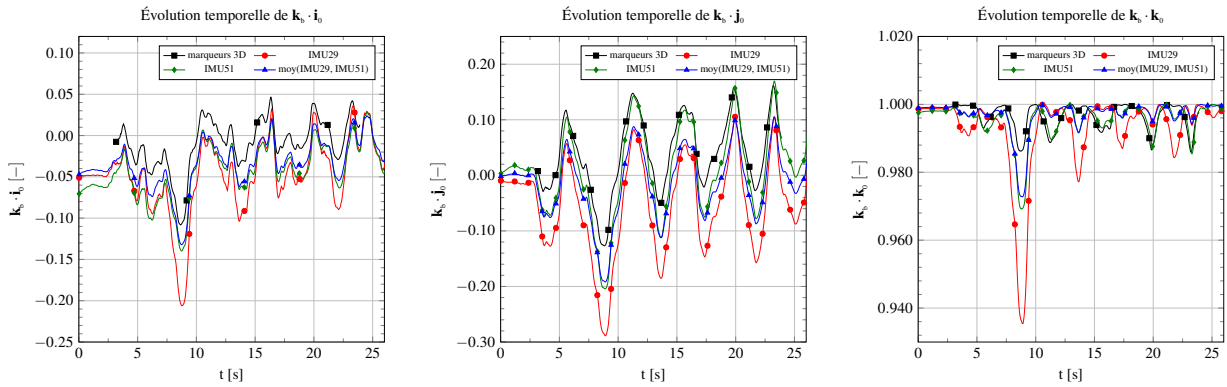


FIGURE B.11 – Coordonnées du vecteur \mathbf{k}_b exprimées dans la base \mathcal{B}_0 pour l'essai CI15

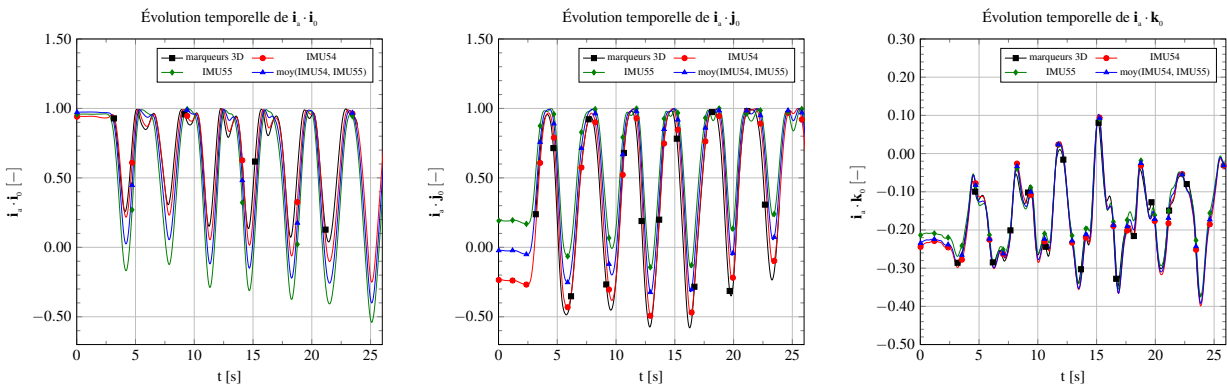


FIGURE B.12 – Coordonnées du vecteur \mathbf{i}_a exprimées dans la base \mathcal{B}_0 pour l'essai CI15

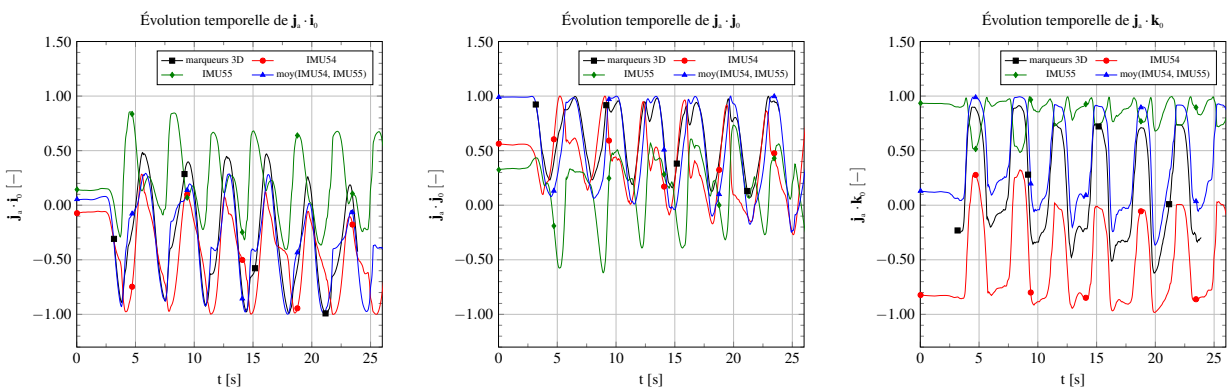
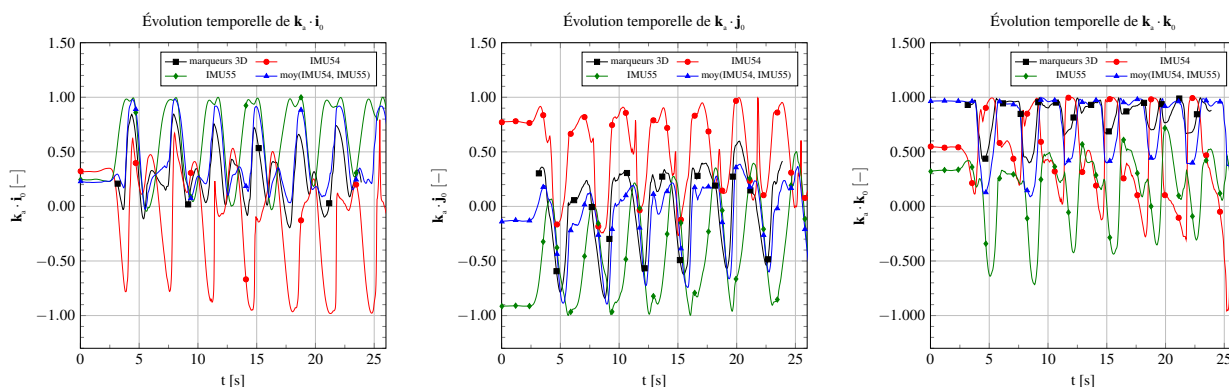


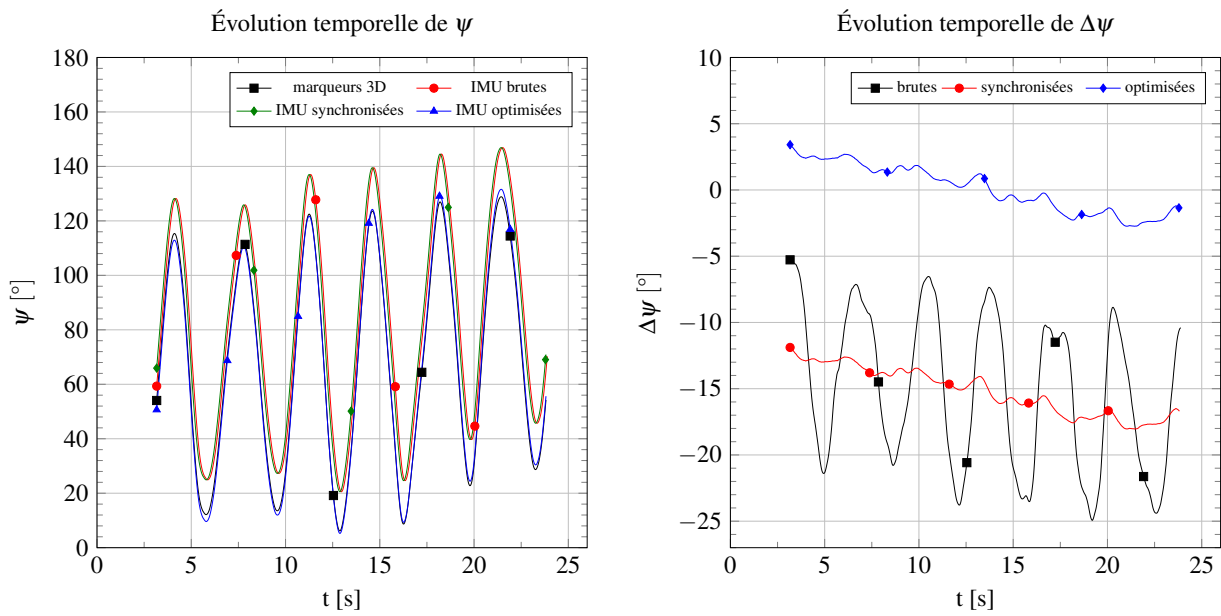
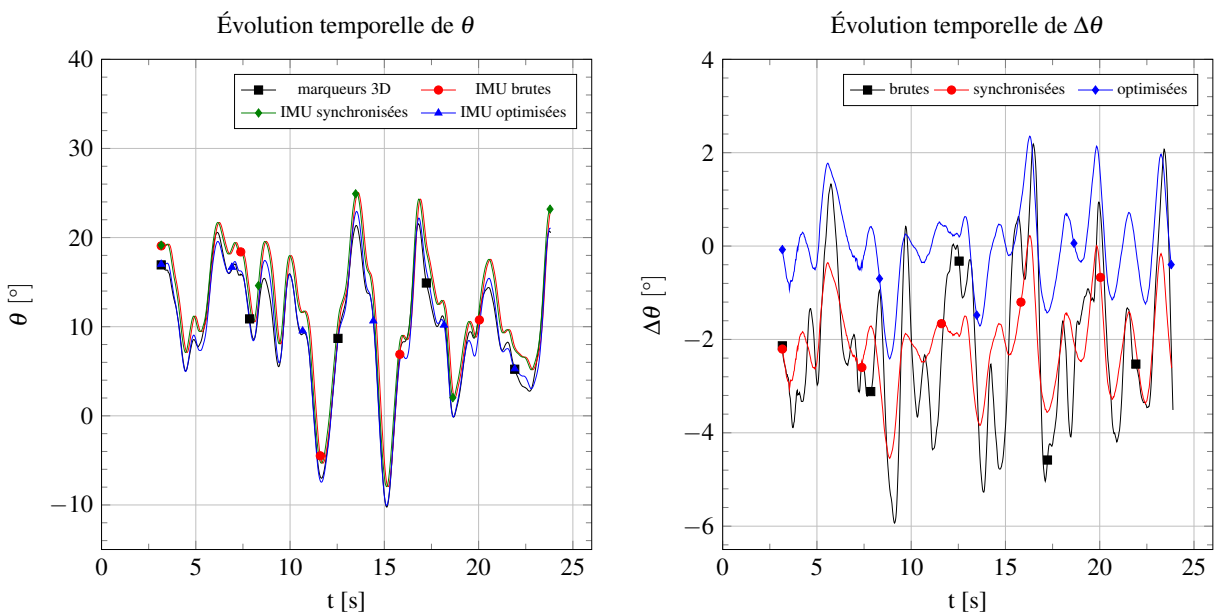
FIGURE B.13 – Coordonnées du vecteur \mathbf{j}_a exprimées dans la base \mathcal{B}_0 pour l'essai CI15

FIGURE B.14 – Coordonnées du vecteur \mathbf{k}_a exprimées dans la base \mathcal{B}_0 pour l'essai CI15

étant donné qu'aucun recalage n'est appliqué à cette étape, puisque nous avons choisi de le recalculer lors de la dernière d'optimisation par simplicité de réalisation. Cependant, il est clair qu'un retard de l'ordre de 0,1 s apparaît et que, lorsque nous synchronisons les signaux, l'erreur diminue de manière conséquente (cf. Figure B.15 page suivante). Nous nous apercevons alors que l'écart entre les signaux augmente avec le temps. Ceci s'applique en particulier pour l'angle de balayage de l'aviron, dont les amplitudes sont les plus grandes. Nous remarquons également que, dès le départ (même si le début de la mesure n'était pas disponible), il existe un écart. Il est dû à la fois aux erreurs internes aux IMU et aux défauts de placements de celles-ci. Ces trois types d'erreur (synchronisation, erreur constante, et augmentation de l'erreur avec le temps de mesure) sont assez caractéristiques des IMU [64, 122] et, même si des procédures existent dans les logiciels d'acquisition pour les minimiser, elles sont toujours présentes. Finalement, notre dernière étape d'optimisation a posteriori donne une erreur quadratique moyenne sur l'angle d'immersion de l'ordre du degré, $0,909^\circ$ précisément (cf. Tableau B.2), et une erreur maximale de l'ordre de 2° , ce qui est bien au-delà de la marge de $0,3^\circ$ espérée.

données		ψ			θ			ϕ		
		ϵ_m	ϵ_{rms}	ϵ_M	ϵ_m	ϵ_{rms}	ϵ_M	ϵ_m	ϵ_{rms}	ϵ_M
CI15	brutes	15.173	2.329	12.772	16.224	2.728	13.603	24.935	5.935	26.426
	synchronisées	15.221	2.114	12.749	15.324	2.298	12.920	18.039	4.549	16.469
	optimisées	1.602	0.684	1.799	1.781	0.909	2.096	3.434	2.419	4.445

Tableau B.2 – Résumé des erreurs (en degrés) pour chaque angle de Cardan pour l'essai CI15.

FIGURE B.15 – Angle de lacet ψ pour l'essai CI15FIGURE B.16 – Angle de tangage θ pour l'essai CI15

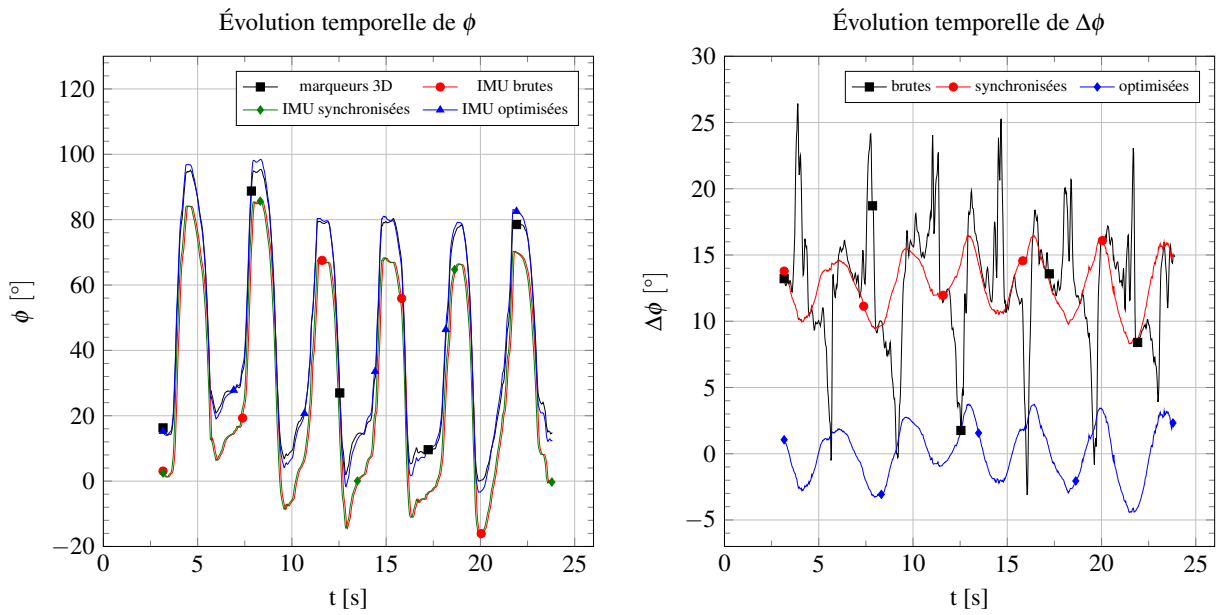


FIGURE B.17 – Angle de roulis ϕ pour l'essai CI15

B.5 Conclusion

Cette campagne de mesures a révélé qu'il n'est pas envisageable, à première vue, de mesurer l'angle d'immersion de l'aviron en conditions écologiques avec une précision suffisante à l'aide des centrales inertielles. Même après des optimisations effectuées a posteriori, difficiles voire impossibles à opérer en conditions écologiques, nous obtenons une erreur moyenne de l'ordre du degré pour cet angle, c'est-à-dire une erreur d'environ 3 cm pour l'altitude de la palette, ce qui est rédhibitoire pour une simulation CFD d'un coup d'aviron.

Afin de minimiser les erreurs, il faudrait probablement utiliser des centrales inertielles plus précises. Il apparaît aussi qu'il est primordial d'être rigoureux dans le positionnement de celles-ci. En effet, nous avons noté les nettes différences entre des mesures qui devraient être normalement quasi identiques. Les IMU en cause n'avaient donc pas le même positionnement axial et, compte tenu de la forme arrondie de la coque, elles n'étaient pas dans le même plan. Un protocole d'installation des IMU (ou un système particulier à inventer) permettrait de diminuer significativement les erreurs.

Ebauche d'une modélisation du système multicorps

Nous décrivons ici les premières étapes effectuées dans la modélisation du système multicorps composé du bateau, d'un rameur à plusieurs segments corporels et d'un ou deux aviron(s) considéré(s) comme rigide(s) dans cette partie du problème.

C.1 Contexte

C.1.1 Le GMRS

Dans le cadre de sa thèse [153] effectuée au LHEEA, François Rongère a développé un programme appelé GMRS. Il est conçu à l'aide de techniques de robotique pour décrire la mécanique du système poly-articulé et pilote le système en dynamique inverse, c'est-à-dire que les mouvements ont pour sources des lois cinématiques appliquées sur les articulations motrices. Ces dernières sont générées par des B-splines paramétrables et leur but est de définir un style particulier au rameur. Nous parlerons de *modeleur de style* pour désigner le module permettant de définir et ajuster la technique du rameur.

Ce programme a été développé de façon modulaire, comme le montre la Figure C.1 page suivante. Ceci permet, sans modifier la structure du code, d'ajouter différents modèles. Il est donc possible de changer les modèles d'efforts hydrodynamiques s'appliquant sur la carène ou sur les palettes, le modèle d'efforts aérodynamiques, la flexibilité des avirons, et bien d'autres possibilités.

C.1.2 Limites du GMRS

Le GMRS permet d'avoir une approche globale de la dynamique du système multicorps. Il est alors utilisable pour avoir, en première approximation, l'influence d'un paramètre sur les performances. Cependant, dans le cas où une description très fine est recherchée, par exemple pour une optimisation de forme de carène ou de palette, les modèles hydrodynamiques actuels ne sont pas assez précis, tout du moins pour un écoulement instationnaire. Une résolution du problème fluide est nécessaire, à condition d'avoir un cadre de simulation adhoc fiable, pour alimenter le solveur de dynamique multicorps et obtenir une précision nécessaire à toute optimisation ou recherche de performance.

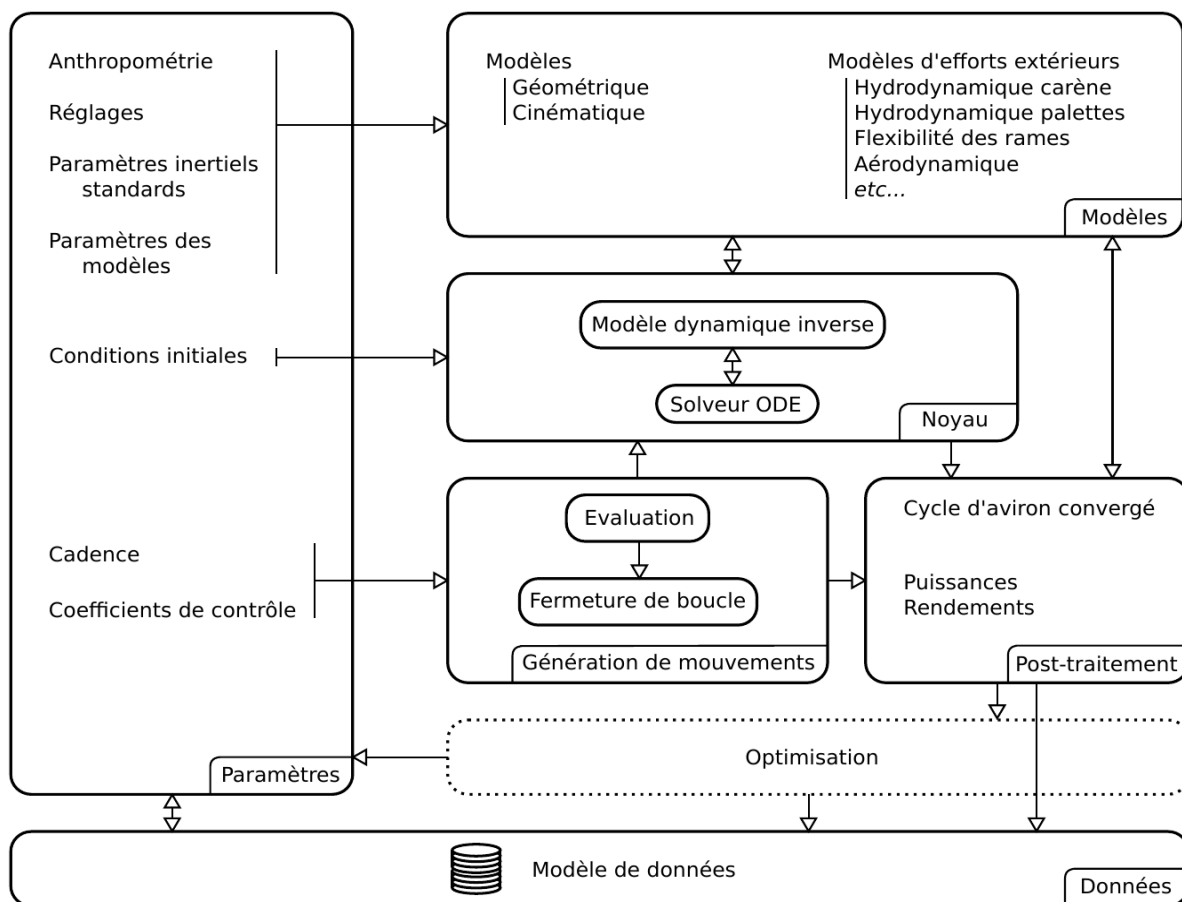


FIGURE C.1 – Structure modulaire du simulateur GMRS. Source : page 44 de la thèse de François Rongère [153].

Compte-tenu de cette obligation, il faudrait alors effectuer une co-simulation avec le GMRS et *ISIS-CFD*, notre solveur fluide. Or, le GMRS a été développé sous MATLAB alors qu'*ISIS-CFD* est codé en FORTRAN. La communication n'est pas évidente entre les deux langages. A notre connaissance, il est seulement possible d'appeler des sous-routines FORTRAN depuis MATLAB. Les transformations que cela impliquerait sur *ISIS-CFD* sont trop profondes et ne semblent pas réalisables.

Dans une autre thèse effectuée au LHEEA [189], Camille Yvin a travaillé sur des problèmes d'IFS et mis en place une bibliothèque permettant la co-simulation entre *ISIS-CFD* et un autre solveur multicorps appelé *MBDyn*, décrit ci-après. Cette bibliothèque permet en particulier l'échange des cinématiques et des efforts d'un code à l'autre, par le biais de sockets¹.

Nous avons donc choisi de laisser de côté la résolution de la dynamique du système multicorps par le GMRS et de privilégier *MBDyn*. Cette décision n'est pas sans conséquence car de nombreux développements sont à prévoir. En effet, le travail de Rongère n'est pas immédiatement transposable dans le formalisme *MBDyn*, bien que nous puissions largement nous en inspirer.

1. Les sockets permettent la communication entre les processus à la manière des échanges traditionnellement effectués à travers les réseaux (TCP/IP).

C.1.3 Le solveur *MBDyn*

MBDyn est un code *open-source* de résolution de la dynamique de systèmes multicorps [127]. D'après la description donnée sur le site officiel², il a été développé au Département des Sciences et Technologies Aérospatiales de l'École Polytechnique de Milan. Il est capable de résoudre des problèmes multiphysiques, comme la déformation de corps, la prise en compte de réseaux électriques et hydrauliques, le contrôle actif, ou encore l'aérodynamique de systèmes à ailes fixes ou à rotors (type hélicoptère). Le couplage avec des solveurs externes est rendue possible par des interfaces codées en C, C++ ou Python. Ainsi, nous pouvons trouver de nombreuses applications faisant appel à la co-simulation, en particulier avec des codes CFD.

MBDyn ne dispose pas d'interface graphique³ pour la définition du modèle multicorps (étape de pré-traitement) et l'utilisateur doit communiquer avec celui-ci par le biais d'un langage spécifique pour aboutir à un fichier contenant tous les paramètres d'une simulation. Pour résumer, il incombe à l'utilisateur, après avoir défini mentalement ou sur papier son problème multicorps, de définir un certain nombre de nœuds, possédant initialement 6 DDL, en donnant leurs positions et orientations initiales. Il lui faut alors définir les contraintes entre les nœuds, pour supprimer des DDL. Pour répondre au problème physique, il convient de définir des corps, liés au nœuds, auxquels des masses et matrices d'inertie sont à donner. Cette étape demande un temps d'apprentissage. La modélisation d'un problème simple, comme le cas d'un pendule double et rigide, ne prendra que quelques minutes à un utilisateur confirmé, mais la définition d'un système complexe comprenant des boucles, comme celui du bateau-avirons-rameur, n'est pas une tâche immédiate.

C.1.4 Co-simulation *ISIS-CFD / MBDyn*

La co-simulation mettant en jeu la résolution des deux écoulements, l'un autour de la carène du skiff et l'autre autour de la palette, et la dynamique du système bateau-avirons-rameur nécessite la mise en place d'un cadre de simulation complexe. Celui-ci doit intégrer les éléments suivants :

- la résolution de l'écoulement autour du skiff,
- la résolution de l'écoulement autour de la palette,
- l'utilisation de la méthode « chimère » pour utiliser un maillage global contenant les deux maillages se recouvrant (ou la prise en compte simultanée de deux configurations qui s'ignorent, une pour la palette et l'autre pour le bateau, l'interaction des deux écoulements étant négligeable),
- la prise en compte de la flexibilité de l'aviron avec une procédure de stabilisation,
- une modélisation fine du système dynamique bateau-avirons-rameur (nombre de nœuds optimal),
- l'utilisation d'un modeleur de style aboutissant à la définition des lois articulaires des liaisons motrices,
- la recherche des paramètres caractérisant le système,
- la résolution de la dynamique du système bateau-avirons-rameur,
- un protocole d'échange de données (cinématiques, efforts, pas de temps) entre les codes de calcul,
- et de bases de données expérimentales pour vérifier et valider les simulations.

La Figure C.2 page suivante relie partiellement les éléments précités entre eux.

2. <https://www.mbdyn.org/>

3. Aucune version officielle n'existe.

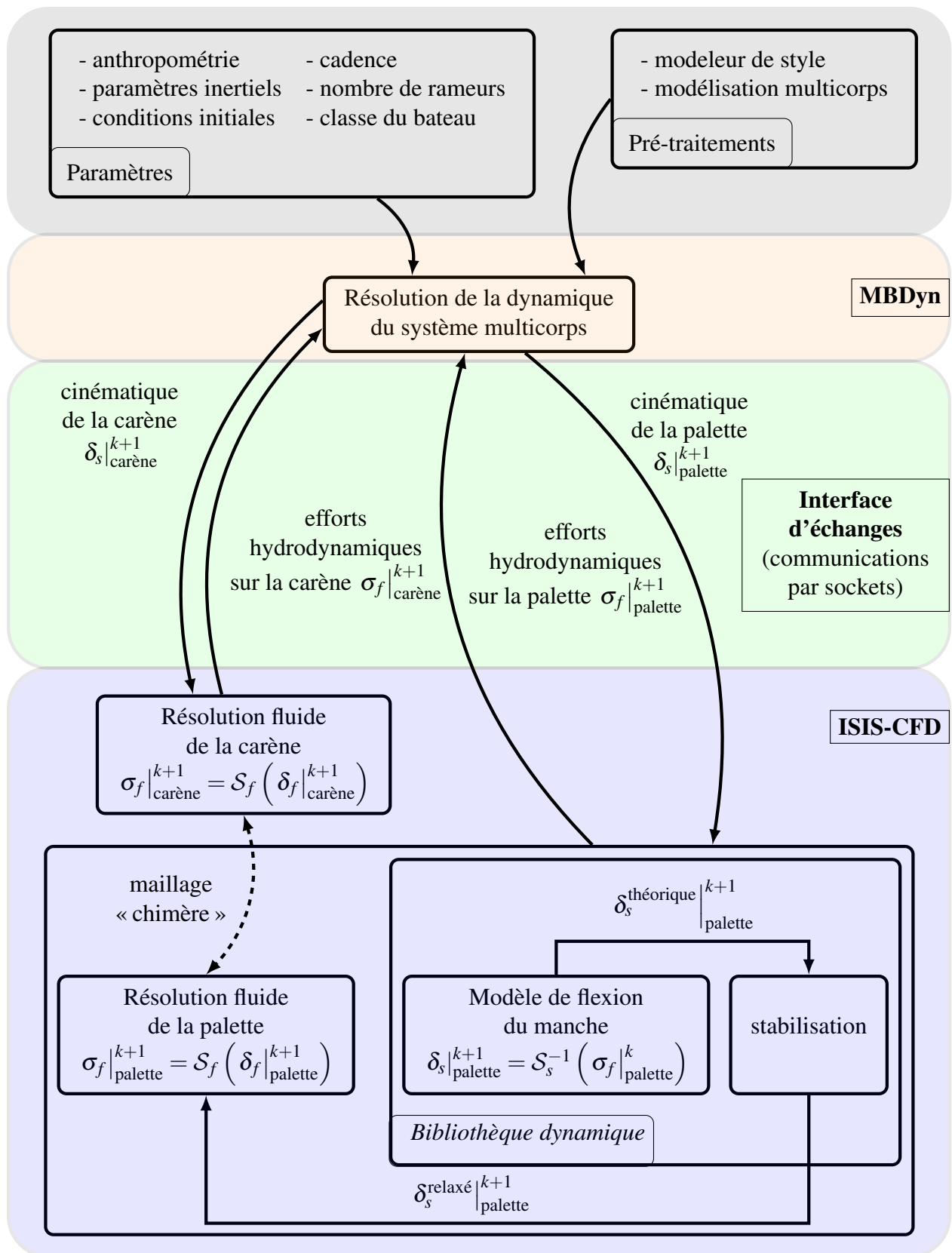


FIGURE C.2 – Structure envisagée pour la co-simulation *ISIS-CFD / MBDyn* d'un coup d'aviron

C.2 Compilation des éléments mis en place

L'essentiel du travail dans cette thèse a été consacré à la validation des simulations de l'écoulement autour de la palette et au développement de l'algorithme de sub-cycling. Pour cette raison, trop peu de temps a été consacré au développement du cadre de co-simulation présenté dans la section précédente pour aboutir aux résultats espérés. Nous nous sommes attelés jusqu'à présent à modéliser quelques parties du système bateau-avirons-rameur, séparément les unes des autres. Le but sera ensuite de les rassembler pour former le système complet. Nous présentons pêle-mêle quelques parties du systèmes que nous avons modélisées. Nous montrons aussi un exemple de communication entre *MBDyn* et un petit code écrit en FORTRAN et en C, pour transmettre la valeur du deuxième vers le premier au moyen de socket.

C.2.1 Modélisation du système bateau-avirons-rameur en différentes sous-parties

La modélisation du système complet doit prendre en compte un maximum des différents corps du système avec, en priorité, ceux ayant un rôle sur la dynamique globale. Il est évident que le bateau et l'aviron (ou les deux avirons) constitueront chacun un élément du système. Un des enjeux de la modélisation est de réduire le nombre d'éléments constituant le rameur, ainsi que les parties mobiles entre le rameur et le bateau, et entre l'aviron et le bateau (au niveau de la dame de nage). Une autre difficulté consiste à résoudre le problème d'hyperstatisme lié notamment aux boucles dans le système.

Nous avons décidé de construire la modélisation étape par étape, en dissociant les différentes boucles ou branches. Cela a été fait comme suit :

1. boucle bateau (planche à pieds) - pied - jambe - cuisse - bassin (pelvis) - coulisse - bateau (rails de coulisse),
2. boucle bateau - dame de nage - aviron - main - avant-bras - bras - tronc - abdomen - bassin - coulisse - bateau,
3. branche tronc - tête

C.2.1.1 Chaîne des membres inférieurs du rameur

Nous avons choisi de considérer une symétrie de chaque membre inférieur pour le rameur et donc de modéliser la chaîne inférieure par une « mono-jambe ». Elle est alors constitué d'un pied (relié au bateau au niveau de la planche de pied), d'une jambe et d'une cuisse. Cette dernière est reliée au pelvis, lui-même étant en liaison avec la coulisse du bateau. La coulisse est en liaison glissière avec le bateau. Le reste des liaisons entre les éléments précités sont des pivots d'axe horizontal et perpendiculaire au plan milieu du bateau. Une forme de souplesse de la cheville est également considérée. En effet, quand un rameur arrive en position « sur l'avant », son talon se décolle plus ou moins de la planche en fonction de sa souplesse. Nous avons intégré cette caractéristique en ajoutant des conditions d'activation sur deux liaisons pivots : entre le pied et la planche, et entre le pied et la jambe. En dehors du moment dans le cycle où le rameur est sur l'avant, la liaison planche-pied est bloquée et la liaison pied-jambe est passive. Quand le rameur se rapproche vers l'avant et si l'angle entre le pied et la jambe atteint une valeur critique (à choisir suivant la souplesse du rameur considéré), alors cette liaison est bloquée et celle entre le pied et la

planche est libérée, ayant pour effet de faire décoller le talon. Ensuite, quand les jambes du rameur sont en extension, le pied vient se recoller sur la planche et, à l'inverse, la liaison planche–pied est à nouveau bloquée et la liaison pied–jambe est libérée. La liaison pilotée de cette chaîne inférieure est la translation entre la coulisse et le bateau. Pour le moment, sans possession d'une loi adaptée, nous avons choisi une loi sinusoïdale. L'évolution au cours d'un cycle de la chaîne modélisée est visible sur la Figure C.3 page suivante, où chaque segment de corps est représenté simplement par un parallélépipède.

C.2.1.2 Chaîne des membres supérieurs du rameur

Le membre supérieur est décomposé en trois parties : bras, avant-bras et main. Cette dernière est simplifiée comme un segment horizontal évoluant parallèlement au plan milieu du bateau. Son orientation est considérée comme constante par simplification et sa position est imposée en considérant que l'orientation de l'aviron, auquel elle est reliée via la poignée, est une liaison pilotée. A l'autre extrémité du membre, la position de l'épaule est imposée par la courbure du dos (développée ci-après). Les liaisons main–avant-bras (poignet) et bras–tronc (épaule) sont des rotules et la liaison bras–avant-bras (coude) est un pivot. Les Figures C.4 page 332 (vue de face) et C.5 page 333 (vue de côté) illustrent le comportement du membre supérieur au cours d'un cycle. Il est nécessaire d'ajouter une contrainte sur la position du coude. En effet, celui-ci appartient à un cercle dont le centre se situe sur l'axe poignet–épaule et dont le rayon dépend des longueurs de bras et d'avant-bras. Nous avons choisi de définir une loi d'évolution de l'altitude du coude en fonction des altitudes de l'épaule et du poignet, des longueurs évoquées juste avant, et de l'angle d'ouverture du coude. Deux solutions existent alors de manière théorique pour définir la position du coude. En pratique, avec des conditions initiales cohérentes et par continuité des variables, *MBDyn* trouve la bonne solution.

C.2.1.3 Courbure du dos

Nous considérons le dos, terme pris dans un sens très large, comme une portion de branche composée de trois segments. Pris de bas en haut, il s'agit du pelvis (bassin), de l'abdomen et du tronc. Ils sont reliés deux-à-deux par des liaisons pivots, les autres mobilités n'étant pas prises en compte. Le même type de liaison est considéré entre le pelvis et la coulisse, et entre le tronc et la tête. Pour ce qui est du dos, deux angles le caractérisent : celui entre le bassin et l'abdomen et celui entre l'abdomen et le tronc. Comme cela a été fait par François Rongère dans sa thèse (page 313 de [153]), un modèle de courbure suivant une loi polynomiale a été choisi pour le dos, afin de définir un angle en fonction de l'autre et ainsi réduire le nombre de loi à imposer. La définition du polynôme nécessite la résolution d'un système et Rongère le fait dynamiquement au cours de chaque itération temporelle au moyen du solveur *fsolve* de MATLAB. Il n'est pas envisageable d'avoir cette approche avec *MBDyn* et nous choisissons de calculer les coefficients du polynôme dans une étape préliminaire à la simulation, à l'aide d'un script Python réalisant la même résolution. Le résultat du cycle obtenu est visible sur la Figure C.6 page 334. Le bateau y est également représenté. Des lois sinusoïdales ont été appliquées pour le cavement, le pilonnement et le tangage du bateau, mais aussi pour les rotations coulisse–pelvis et pelvis–abdomen. L'angle abdomen–tronc dépend alors de l'angle pelvis–abdomen par une loi polynomiale. La tête est ajoutée pour compléter la visualisation et son orientation est constante (tête à la verticale), bien que cela ne corresponde au cas réel.

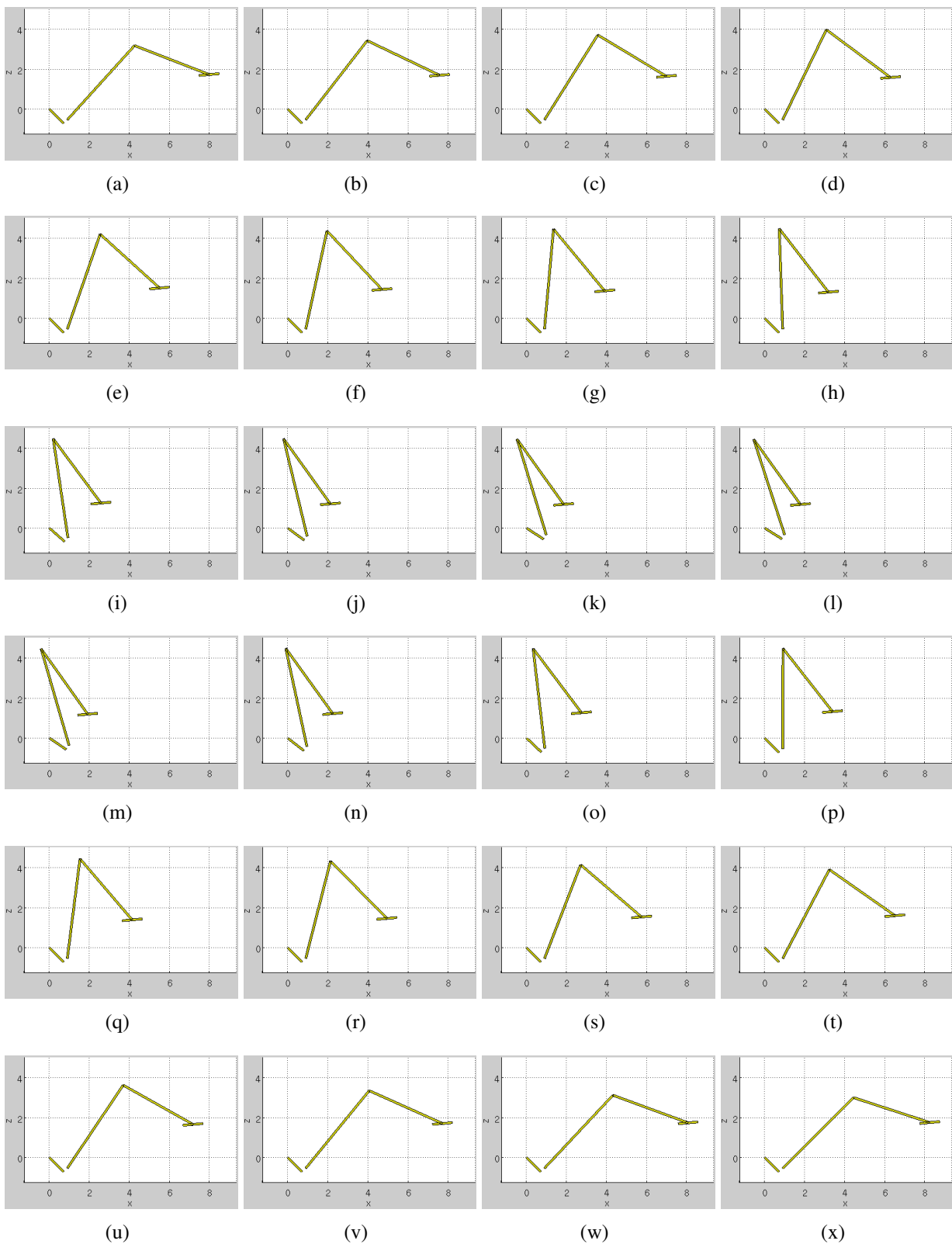


FIGURE C.3 – Visualisation de la chaîne des membres inférieurs du rameur sur un cycle. Les éléments représentés sont le pied, la jambe, la cuisse et la coulisse. La planche de pied (rigidement liée au bateau) et le pelvis sont pris en compte mais non représentés.

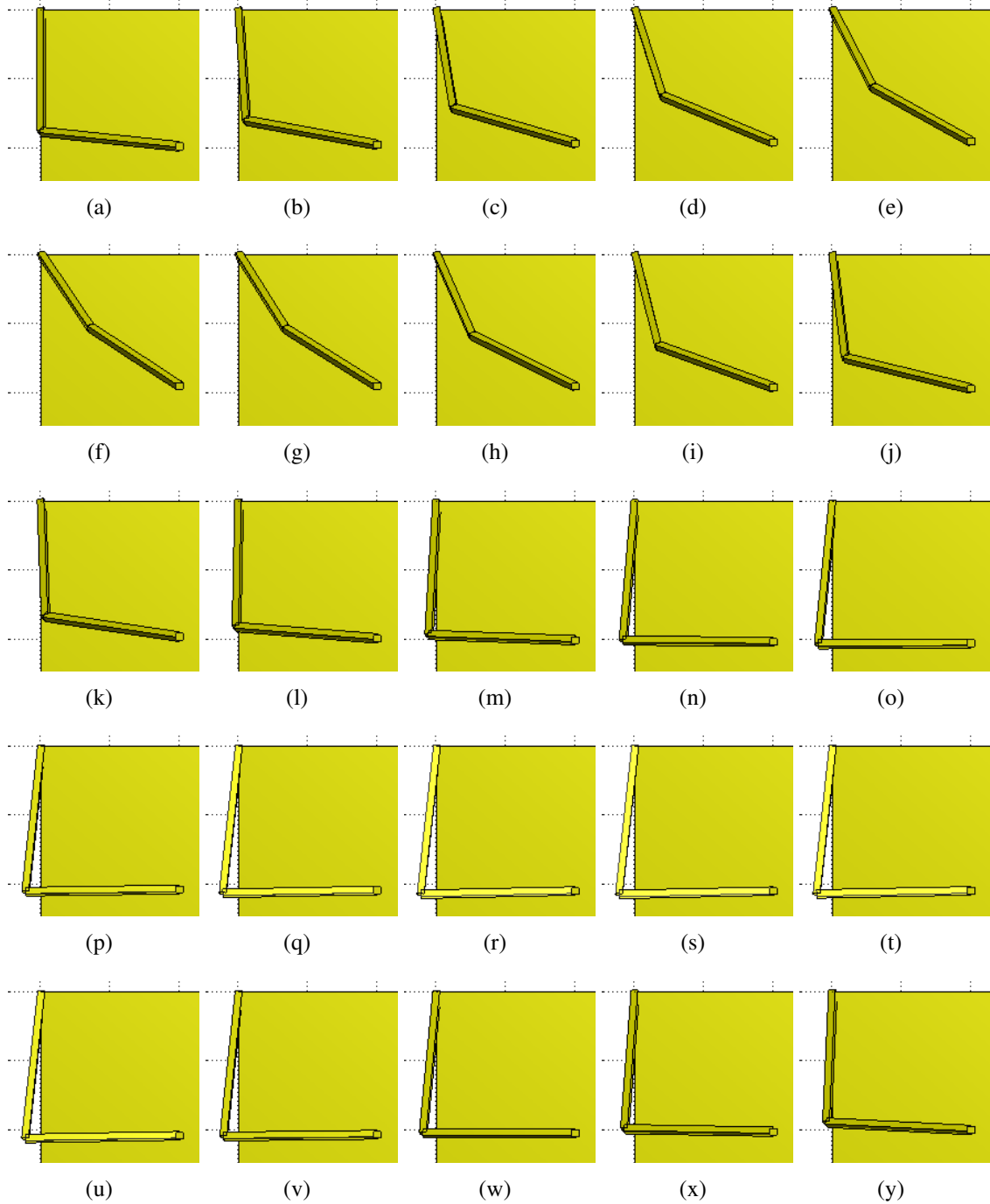


FIGURE C.4 – Visualisation de la chaîne des membres supérieurs (bras droit seulement) du rameur (vue de face) sur un cycle

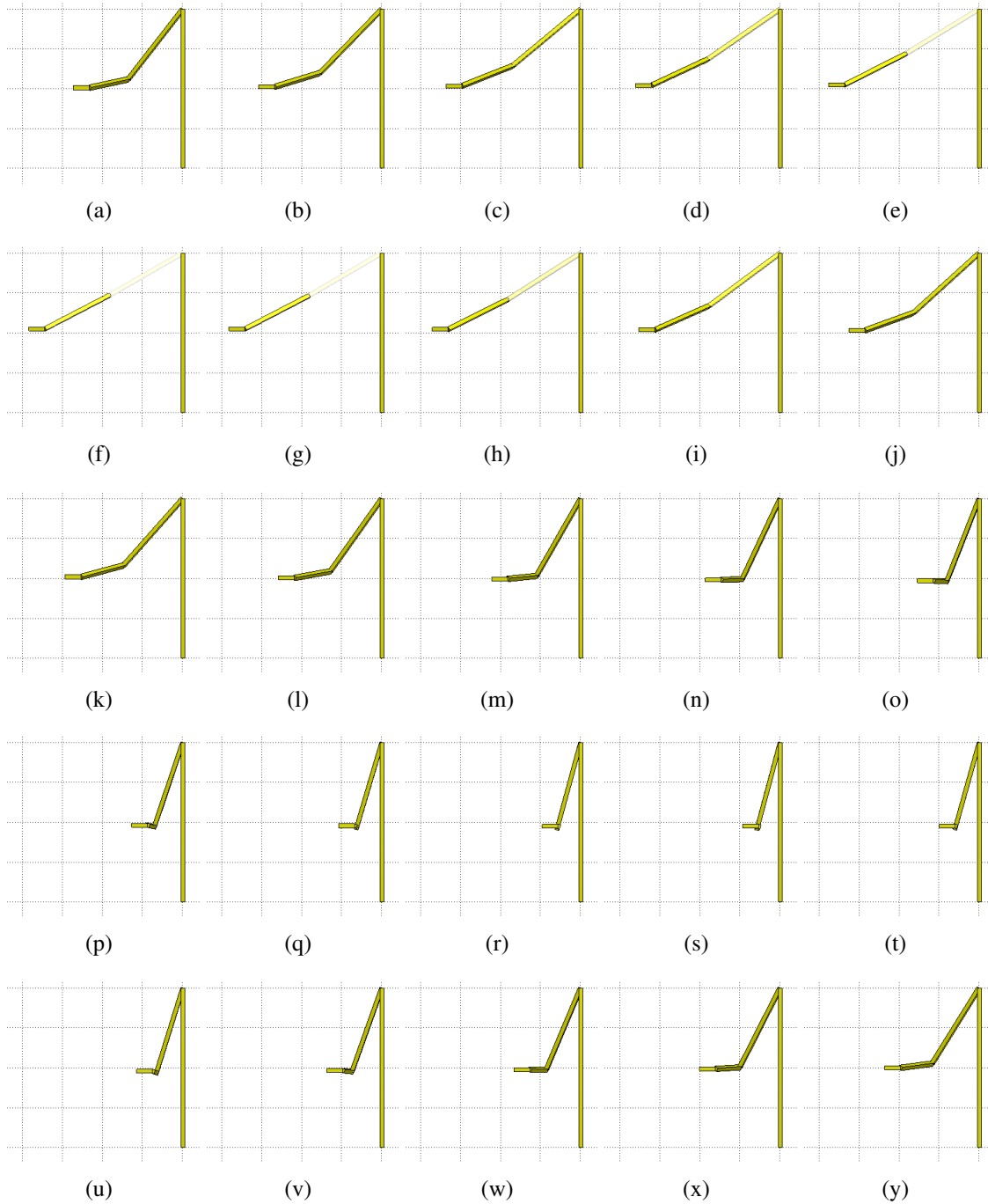


FIGURE C.5 – Visualisation de la chaîne des membres supérieurs (bras droit seulement) du rameur (vue de côté) sur un cycle

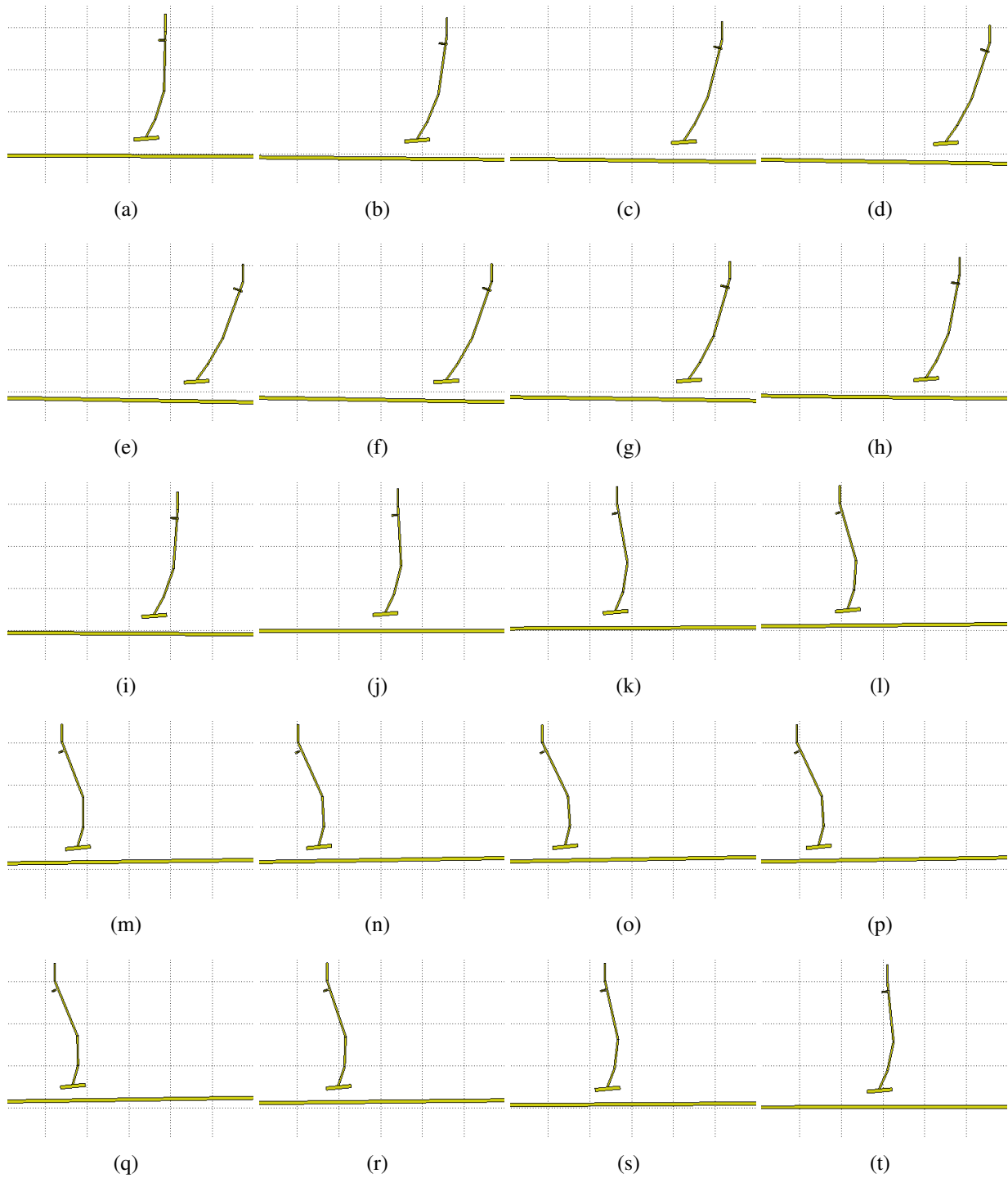


FIGURE C.6 – Visualisation de la courbure du dos du rameur (vue de côté) sur un cycle

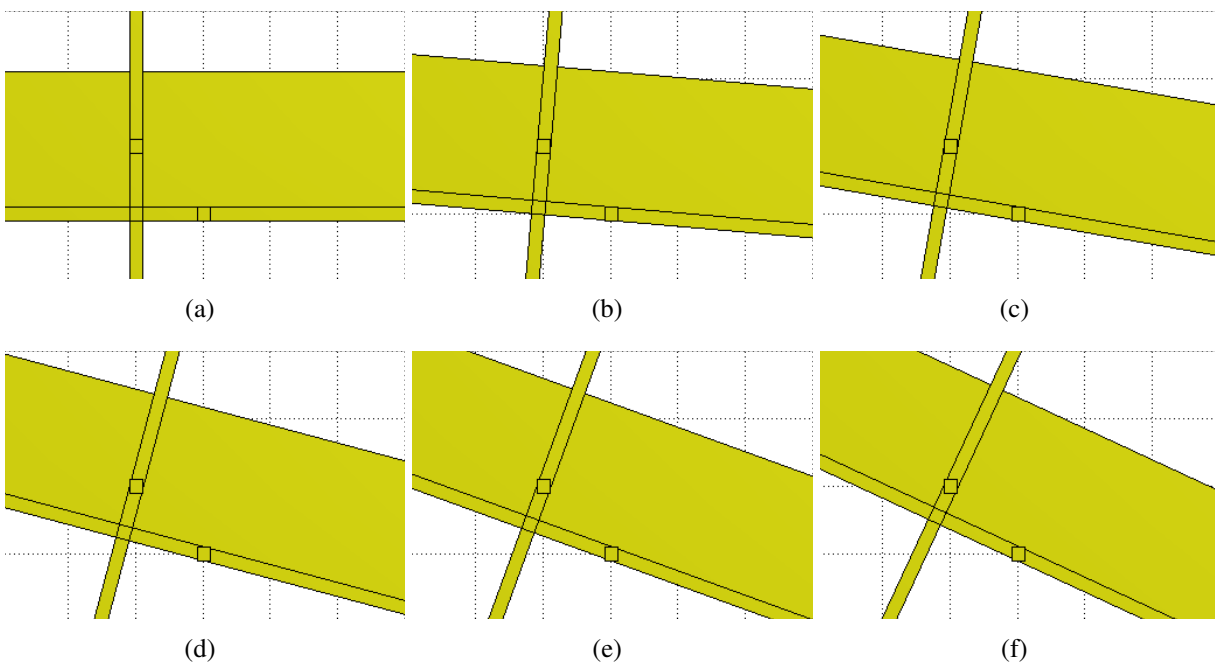


FIGURE C.7 – Visualisation de l’immersion au niveau de la dame de nage, modélisée par deux liaisons linéiques

C.2.1.4 Immersion de la dame de nage

L’immersion de l’aviron dans le plan d’eau n’est pas le résultat d’une rotation classique avec un axe de rotation correspondant à un axe réel. En pratique, cette rotation provient de la combinaison de plusieurs liaisons que nous résumons par deux liaisons linéiques. La première correspond à l’appui du collier, fixé à l’aviron, sur la dame de nage. La seconde se situe au niveau de la face inférieure du support de la dame de nage, où l’aviron vient s’appuyer par le biais de son manchon. A chaque instant, ces deux liaisons peuvent se voir comme une rotation dont l’axe varie. Il s’agit alors d’un axe instantané de rotation. Nous avons paramétré ces deux liaisons linéiques dans *MBDyn* et le résultat est visible sur la Figure C.7. Le plus grand rectangle représente l’aviron. Sur celui-ci, deux rectangles longs et fins représentent le collier et la ligne en contact avec le support de la dame de nage, respectivement orientés verticalement et horizontalement sur la sous-figure (a) où l’aviron est à l’horizontale. Deux petits carrés sont sur ces deux rectangles et définissent les deux points de contact (avec une vision bidimensionnelle) entre l’aviron et la dame de nage. Ces points sont fixes pour l’ensemble des images montrées. Par construction, le centre instantané de rotation se situe à l’intersection des lignes représentées par les deux rectangles fins. Il est alors possible de voir l’évolution de sa trajectoire pour plusieurs valeurs d’angle d’immersion de l’aviron.

C.2.2 Echange du pas de temps d’un code minimaliste vers *MBDyn*

Par défaut, *MBDyn* fonctionne avec un pas de temps fixe, voire avec une loi prédéfinie. Or, dans le cadre d’une co-simulation avec les calculs CFD à surface libre que nous souhaitons réaliser, il est nécessaire de ne pas dépasser une certaine valeur de nombre de Courant C_o (normalement

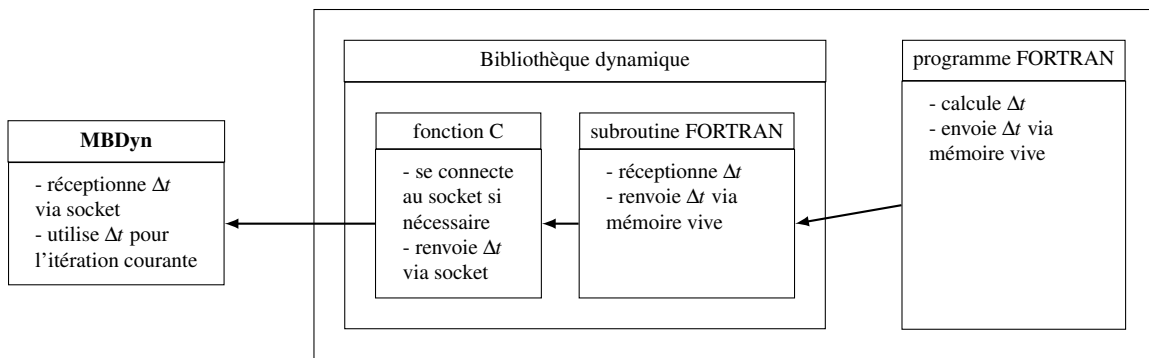


FIGURE C.8 – Schéma d'un code minimaliste pour transférer un pas de temps variable (Δt) vers *MBDyn*

$C_o < 0,3$), et donc d'adapter le pas de temps à C_o au cours de chaque itération temporelle. Le pas de temps est donc une donnée inconnue avant le calcul, exceptée pour sa première valeur qui est imposée. Pour être certain de ne pas dépasser la valeur critique de C_o , il est possible de définir un pas de temps très petit et constant. Cette solution est toutefois à proscrire car les coûts CPU de simulations seraient alors prohibitifs. Par conséquent, il faut que *ISIS-CFD* impose la valeur du pas de temps à *MBDyn*. Ce dernier accepte cette option au moyen d'un transfert via socket et c'est la solution que nous envisageons ici. Par ailleurs, les pas de temps dans *ISIS-CFD* seront en pratique plus petits que ce qu'il est nécessaire d'appliquer dans *MBDyn* pour effectuer une simulation multicorps, bien qu'il faille s'en assurer en cas d'usage de l'algorithme de sub-cycling.

La bibliothèque développée par Camille Yvin permet l'échange de la cinématique et des efforts entre *ISIS-CFD* et *MBDyn*, mais pas pour le pas de temps. Avant d'intégrer cette caractéristique, nous avons vérifié que cela était possible au moyen d'un code minimaliste écrit en FORTRAN, langage natif d'*ISIS-CFD*, et en C. Les interfaces de communication de *MBDyn* sont codées en C, C++ et Python. Le choix est donc laissé à l'utilisateur d'utiliser une de ces trois possibilités. Nous nous sommes tournés vers le C par choix d'avoir un programme compilé (solution Python écartée) et par simple méconnaissance du C++.

La manière d'échanger des informations entre *ISIS-CFD* et divers outils externes est d'utiliser une bibliothèque dynamique, dont le nom usuel est *isis_dynamic_lib.so*. Nous avons alors choisi de suivre cette même façon de communiquer avec notre code minimaliste, comme illustré sur la Figure C.8. Le programme FORTRAN génère une valeur de pas de temps, que nous avons arbitrairement défini comme une loi polynomiale en fonction du temps. Ce pas de temps est transmis à une sous-routine FORTRAN servant de relais⁴. Celle-ci la retransmet à une fonction écrite en C ayant pour but de se connecter au socket ouvert par *MBDyn* (celui-ci démarre toujours en premier et ouvre le socket) et de lui envoyer l'information.

La Figure C.9 page suivante confirme le bon fonctionnement du protocole d'échange du pas de temps depuis le programme minimaliste vers *MBDyn*.

4. Cette sous-routine est facultative dans notre cas minimaliste mais elle sert à remplacer une éventuelle sous-routine existante dans *ISIS-CFD*.

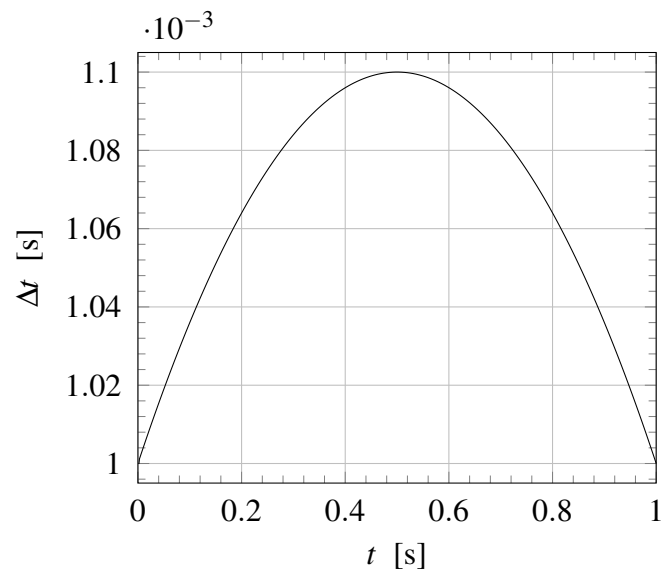


FIGURE C.9 – Vérification dans la sortie de *MBDyn* de la loi de pas de temps imposée par un programme minimaliste écrit FORTRAN et en C

C.3 Résumé

Le cadre de la co-simulation a été défini. Celui-ci prend en compte principalement les résolutions des écoulements autour du skiff et autour de la palette et de la dynamique du système bateau-avirons-rameur. Les résolutions du problème fluide doivent se faire suivant les configurations mises en place dans les parties III et IV de ce manuscrit. La dynamique est résolue par le solveur *MBDyn*. L'interface de communication entre les deux a déjà été réalisée au cours d'un travail de thèse précédent et peut donc être réutilisée sans modification majeure, à l'exception d'un protocole d'échange de pas de temps dirigé d'*ISIS-CFD* vers *MBDyn*, comme nous l'avons développé dans ce chapitre. Le choix d'utiliser *MBDyn*, et donc d'écarter la solution GMRS, nécessite tout de même un effort important de modélisation du système bateau-avirons-rameur. Nous sommes parvenus à construire différentes parties de ce système et il reste à les assembler puis à les ajuster. Après cette étape, il sera alors envisageable d'effectuer une première co-simulation. Celle-ci sera alors complètement artificielle car les lois articulaires seront relativement simples et analytiques, en attendant de posséder des mesures de la cinématique du rameur.

Table des figures

1.1	L'aviron de l'Antiquité à aujourd'hui.	10
1.2	Les diverses pratiques de l'aviron.	12
1.3	Vue en coupe d'une coque de bateau d'aviron	14
1.4	Aviron de couple et aviron de pointe	15
1.5	Représentation des classes de bateaux d'aviron reconnues par la FISA.	15
1.6	Nomenclature d'un skiff en vues de dessus et de côté	16
1.7	Nomenclature des avirons de pointe et de couple	17
1.8	Evolution des palettes d'aviron au fil du temps	18
1.9	Réglage du levier intérieur via la position du collier.	19
1.10	Nomenclature de la dame de nage	20
1.11	Réglage de la verticalité de l'axe de dame de nage	21
1.12	Réglages en aviron	24
1.13	Mise à plat du bateau	25
1.14	Réglage de l'entraxe des dames de nage.	26
1.15	Réglage de la verticalité des axes de dame de nage	26
1.16	Réglage de l'angle d'attaque	27
1.17	Réglage de la profondeur des talons	28
1.18	Le geste du coup d'aviron	29
1.19	Description de l'étape d'attaque	30
1.20	Description de l'étape de création d'appui	30
1.21	Description de l'étape de transmission	31
1.22	Classification de Kleshnev	32
1.23	Description de l'étape de dégagé	32
1.24	Cycle de coup d'aviron : vitesse du bateau et angles de balayage des avirons	33
2.1	Composantes de la modélisation du système bateau-avirons-rameur	40
2.2	Modélisation par une masse ponctuelle unique du système bateau-avirons-rameur selon Millward [130]	42
2.3	Modèle musculosquelettique de Serveto et coll. [159]	45
2.4	Contrôles du roulis et du lacet effectués par Formaggia et coll. [68]	46
2.5	Exemples de moyens expérimentaux utilisés en laboratoire pour la mesure d'efforts hydrodynamiques sur la palette d'aviron	49
2.6	Dispositifs expérimentaux ajoutés au chariot pour générer le cavaleme nt	57

2.7	Mesure de la rigidité des avirons chez Brača–Sport [17]	59
3.1	Définition des pas de temps	75
3.2	Description du voisinage d’une face	77
3.3	Définition des cellules C et D en fonction du flux de vitesse au travers de la face	77
3.4	Variation de Q dans la direction de l’écoulement	78
3.5	Diagrammes NVD : critère de monotonie, schémas élémentaires et QUICK	78
3.6	Construction du point imaginaire U	79
3.7	Diagrammes NVD : schémas (a) GDS, (b) AVLSMART et (c) IGDS	80
3.8	Diagramme NVD du schéma BICS pour plusieurs nombres de Courant	81
3.9	Recherche de la cellule UU contenant le point géométrique U	83
3.10	Boucle de résolution dans <i>ISIS-CFD</i>	87
3.11	Exemple de raffinement isotrope et directionnel au niveau de la surface libre	88
4.1	Schéma de principe de résolution de l’écoulement dans le solveur <i>ISIS-CFD</i>	92
4.2	Boucle itérative interne à chaque sous cycle.	97
4.3	Visualisation du nombre de couches de cellules raffinées autour de la surface libre	101
4.4	Evolution du coefficient de pondération pour la déformation de maillage	102
5.1	Description du cas test de l’advection d’un carré creux	108
5.2	Visualisation de c pour C_o parmi 0,15;0,25;0,50 et pour N_s parmi 0; 1;5;10	110
5.3	Visualisation de E_c pour C_o parmi 0,15;0,25;0,50 et pour N_s parmi 0; 1;5;10	111
5.4	Visualisation de c pour N_s parmi 5; 10 et pour N_i parmi 1;2;4	114
5.5	Visualisation de E_c pour N_s parmi 5; 10 et pour N_i parmi 1;2;4	115
5.6	Description du cas test de la rupture de barrage avec obstacle	116
5.7	Iso-contours de c pour la simulation d’une chute de colonne d’eau avec obstacle	119
5.8	Comparaison expérimental–numérique de l’écoulement d’une chute de colonne d’eau	120
5.9	Description du cas test du profil NACA 0012 immergé	122
5.10	Maillages utilisés pour les simulations de l’écoulement autour d’un profil NACA 0012 immergé	123
5.11	Evolution temporelle de la portance pour les simulations en stationnaire d’un profil NACA 0012 immergé	125
5.12	Visualisations du champ de pression autour du profil NACA 0012 immergé	126
5.13	Evolution de la déformation du maillage autour du profil NACA 0012 immergé	127
5.14	Evolution temporelle de la portance en instationnaire pour un profil NACA 0012 immergé	128
5.15	Maillage grossier utilisé pour les simulations du DTMB 5415 en embardée sinusoïdale	132
5.16	Maillage fin utilisé pour les simulations du DTMB 5415 en embardée sinusoïdale	134
5.17	Élévation de la surface libre autour du DTMB 5415 pour les simulations sur maillage grossier	134
5.18	Zoom sur la vague d’étrave pour l’élévation de la surface libre autour du DTMB 5415 pour les simulations sur maillage grossier	134
5.19	Evolutions temporelles de F_x et F_y pour le DTMB 5415 sur maillage grossier	135
5.20	Zoom sur $F_y(t)$ pour le DTMB 5415 sur les maillages grossier et fin	135

5.21	Evolutions temporelles de la surface mouillée S_w pour le DTMB 5415 sur les maillages (a) grossier et (b) fin	136
5.22	Élévation de la surface libre autour du DTMB 5415 pour les simulations sur maillage fin	136
5.23	Zoom sur la vague d'étrave pour l'élévation de la surface libre autour du DTMB 5415 pour les simulations sur maillage fin	136
5.24	Evolutions temporelles de F_x et F_y pour le DTMB 5415 sur maillage fin	137
6.1	Instantanées d'une vidéo réalisée avec caméra GoPro placée sur la face postérieure d'une palette	145
6.2	Schématisme d'un coup d'aviron en condition in situ	149
6.3	Schématisme d'un coup d'aviron en condition ex situ	149
7.1	Représentation du problème d'IFS	152
7.2	Représentation de différents algorithmes de couplage IFS basés sur une approche partitionnée	155
7.3	Modélisation de la poutre constituée par le manche d'aviron	164
7.4	Modélisation de la poutre constituée par le manche d'aviron	170
7.5	Banc de mesures de la flexibilité des avirons	174
7.6	Modélisation de la configuration expérimentale de chargement du manche	175
7.7	Mesures de flexibilité pour l'aviron utilisé en condition in situ	175
7.8	Mesures de flexibilité pour l'aviron utilisé dans les essais en bassin	176
7.9	Définition des angles de Cardan donnant l'attitude de l'aviron par rapport au bateau	178
7.10	Schéma du couplage IFS pour le coup d'aviron	179
7.11	Configurations primaire et de référence	180
8.1	Positionnement de l'anémomètre Schiltknecht sur la dérive du bateau d'aviron	190
8.2	Comparaison des vitesses provenant de l'anémomètre et de l'accéléromètre	191
8.3	Capteurs utilisés pour mesurer l'orientation de l'aviron	192
8.4	Deux liaisons linéaires équivalentes à une rotation instantanée permettant l'immersion de l'aviron	193
8.5	Mise en évidence de l'incertitude sur la position verticale de la palette	193
8.6	Démarche pour trouver l'angle de bayalage ψ_0^{contact} issu d'un essai in situ correspondant à la prise d'eau	194
8.7	Démarche pour trouver le décalage vertical à appliquer à la configuration numérique	194
8.8	Domaine de calcul pour les simulations d'écoulement autour de la palette reproduisant les essais in situ	195
8.9	Zones de raffinement sur les maillages initiaux utilisés pour les simulations de coup d'aviron en conditions in situ	197
8.10	Affichage d'un maillage utilisé pour les simulations numériques du coup d'aviron en conditions in situ	197
8.11	Lois de mouvement de la palette pour l'essai F001	198
8.12	Zones d'activation de l'AGR pour le coup d'aviron en conditions in situ	199
8.13	Evolution temporelle du nombre de cellules pour les simulations utilisant l'AGR pour les essais en conditions in situ	200

8.14	Comparaison expérimental–numérique de M_{fz} du coup d’aviron en conditions in situ et étude de convergence en maillage	202
8.15	Comparaison expérimental–numérique de M_{fy} du coup d’aviron en conditions in situ et étude de convergence en maillage	202
8.16	Comparaison expérimental–numérique de M_t du coup d’aviron en conditions in situ et étude de convergence en maillage	203
8.17	Evolution du champ de fraction volumique issue de la simulation sur maillage fin pour le coup d’aviron en condition in situ (essai F001) pris dans une coupe située au milieu de la palette dans un plan vertical.	204
8.18	Visualisation du coup d’aviron (en condition in situ, essai F001) avec coloration de la surface libre par sa coordonnée verticale.	205
8.19	Visualisation du coup d’aviron (en condition in situ, essai F001) avec coloration de la surface libre par sa coordonnée verticale. Vue latérale, dans le sens coque vers rive.	206
8.20	Défaut de modélisation de la poutre dans les simulations de l’essai en conditions in situ	208
8.21	Influence de multiples paramètres sur les simulations de coup d’aviron en conditions in situ	209
9.1	Photographie du dispositif expérimental de génération de coup d’aviron simplifié en bassin de traction	214
9.2	Schématisation de la configuration expérimentale d’un coup d’aviron simplifié effectué en bassin de traction	215
9.3	Exemples de filtrages sur les signaux bruts des efforts F_x et F_z aux jauges	216
9.4	Modélisation des efforts inertiels pour l’ensemble bras rotatif–aviron	217
9.5	Détermination des inerties de l’ensemble bras rotatif–aviron par un essai spécifique	218
9.6	Vérification des inerties de l’ensemble bras rotatif–aviron sur un coup d’aviron effectué « à vide »	219
9.7	Décomposition du coup d’aviron simplifié en cinq phases	220
9.8	Domaine de calcul pour les simulations d’écoulement autour de la palette reproduisant les essais en bassin de traction	225
9.9	Zones de raffinement sur les maillages initiaux utilisés pour les simulations de coup d’aviron en bassin de traction	226
9.10	Affichage d’un maillage utilisé pour les simulations numériques du coup d’aviron en bassin de traction	227
9.11	Exemple de la convergence d’un essai de recherche de portance nulle	229
9.12	Visualisation en vue isométrique d’une simulation de coup d’aviron généré en bassin de traction avec coloration de la surface libre par sa coordonnée verticale, pour l’essai n° 154.	234
9.13	Visualisation en vue latérale (dans le sens coque vers rive) d’une simulation de coup d’aviron généré en bassin de traction avec coloration de la surface libre par sa coordonnée verticale, pour l’essai n° 154.	235
9.14	Etude de convergence en maillage pour les simulations numériques reproduisant le coup d’aviron simplifié n° 67	236
9.15	Etude de convergence en maillage pour les simulations numériques reproduisant le coup d’aviron simplifié n° 154	237

9.16	Influence de la vitesse du chariot sur le coup d'aviron simplifié	238
9.17	Influence de l'angle d'immersion de l'aviron sur le coup d'aviron simplifié	239
9.18	Influence de l'angle de coiffe de l'aviron sur le coup d'aviron simplifié	240
9.19	Influence de l'utilisation de l'algorithme de sub-cycling sur le coup d'aviron simplifié (essai n° 67)	241
9.20	Influence du modèle de flexion du manche de l'aviron sur le coup d'aviron simplifié (essai n° 154)	242
9.21	Effet de la stratégie de couplage des déflexions linéaire f et angulaire α pour le modèle complet de flexion de l'aviron	243
10.1	Instantanés de l'écoulement autour de la palette pour les deux types de coup d'aviron simulés	247
10.2	Photographie d'un coup d'aviron simplifié effectué au bassin des carènes de l'ECN	248
10.3	Schéma de la modélisation de la vitesse incidente.	250
10.4	Evolution, en fonction de l'angle de balayage de l'aviron, (a) de la norme de la vitesse incidente et (b) de l'angle d'incidence, et (c) évolution de la norme de la vitesse incidente en fonction de l'angle incident.	252
10.5	Evolution, en fonction de l'angle de balayage de l'aviron, (a) de la norme de la vitesse incidente et (b) de l'angle incident, pour les jeux d'incertitudes 1 et 2.	253
10.6	Evolution de la norme de la vitesse incidente en fonction de l'angle de balayage de l'aviron pour les jeux d'incertitudes (a) 1 et (b) 2.	254
10.7	Evolution de l'angle incident en fonction de l'angle de balayage de l'aviron pour les jeux d'incertitudes (a) 1 et (b) 2.	255
10.8	Evolution des incertitudes relatives (a) sur V_i et (b) sur i en fonction de l'angle de balayage de l'aviron pour les jeux d'incertitudes 1 et 2.	255
10.9	Evolution de la distribution des incertitudes sur la norme de la vitesse incidente dues à chaque paramètre pour les jeux d'incertitudes (a) 1 et (b) 2 en fonction de l'angle de balayage de l'aviron	256
10.10	Evolution de la distribution des incertitudes sur l'angle de la vitesse incidente dues à chaque paramètre pour les jeux d'incertitudes (a) 1 et (b) 2 en fonction de l'angle de balayage de l'aviron	256
11.1	Essai de traction pour le skiff avec vitesse instationnaire générée par l'hexapode inversé	260
12.1	Domaine de calcul pour les simulations d'écoulement autour du skiff (milieu infini)	262
12.2	Maillage pour la simulation de l'écoulement autour du skiff en domaine infini	265
12.3	Maillage pour la simulation de l'écoulement autour du skiff en domaine confiné	266
12.4	Comparaison des maillages obtenus pour les approches (a) loi de paroi et (b) bas Reynolds.	267
12.5	Surface libre autour du skiff et sur sa carène	269
12.6	Valeurs moyennes, amplitudes et déphasages pour la résistance hydrodynamique par rapport à la vitesse, en fonction de la fréquence d'oscillation	271
12.7	Comparaison des résistances hydrodynamiques des simulations numériques, avec et sans surface libre, avec les valeurs expérimentales	272

13.1	Comparaison des coefficients de traînée hydrodynamique obtenus avec les valeurs trouvées dans la littérature	275
13.2	Evolution des efforts hydrodynamiques F_z expérimental et numérique en fonction de la vitesse du bateau pour des essais stationnaires	275
13.3	Evolutions temporelles des signaux expérimentaux (filtrés à 4 Hz) pour (a) la vitesse du bateau et les efforts hydrodynamiques (b) F_x , (c) F_z et (d) M_y (campagne de 2000).	276
A.1	Angles de Cardan	292
A.2	Notation utilisée pour la théorie des poutres	300
B.1	Disposition schématisée des éléments dans la salle d'expérimentation	306
B.2	Photographies du bateau instrumenté	306
B.3	Matériel utilisé pour la capture de mouvement.	307
B.4	Centrale inertielle <i>APDM</i> [®] <i>Opal</i> utilisée pour les expérimentations.	307
B.5	Schématisation de l'instrumentation du bateau et de l'aviron	308
B.6	Rotations successives appliquées pour les angles de Cardan	310
B.7	Schéma de la construction de la base \mathcal{B}_b^v	313
B.8	Schéma de la construction de la base $\mathcal{B}_{a_0}^v$	314
B.9	Coordonnées du vecteur \mathbf{i}_b exprimées dans la base \mathcal{B}_0 pour l'essai CI15	318
B.10	Coordonnées du vecteur \mathbf{j}_b exprimées dans la base \mathcal{B}_0 pour l'essai CI15	318
B.11	Coordonnées du vecteur \mathbf{k}_b exprimées dans la base \mathcal{B}_0 pour l'essai CI15	319
B.12	Coordonnées du vecteur \mathbf{i}_a exprimées dans la base \mathcal{B}_0 pour l'essai CI15	319
B.13	Coordonnées du vecteur \mathbf{j}_a exprimées dans la base \mathcal{B}_0 pour l'essai CI15	319
B.14	Coordonnées du vecteur \mathbf{k}_a exprimées dans la base \mathcal{B}_0 pour l'essai CI15	320
B.15	Angle de lacet ψ pour l'essai CI15	321
B.16	Angle de tangage θ pour l'essai CI15	321
B.17	Angle de roulis ϕ pour l'essai CI15	322
C.1	Structure modulaire du simulateur GMRS	326
C.2	Structure envisagée pour la co-simulation <i>ISIS-CFD</i> / <i>MBDyn</i> d'un coup d'aviron	328
C.3	Visualisation de la chaîne des membres inférieurs du rameur sur un cycle	331
C.4	Visualisation de la chaîne des membres supérieurs (bras droit seulement) du rameur (vue de face) sur un cycle	332
C.5	Visualisation de la chaîne des membres supérieurs (bras droit seulement) du rameur (vue de côté) sur un cycle	333
C.6	Visualisation de la courbure du dos du rameur (vue de côté) sur un cycle	334
C.7	Visualisation de l'immersion au niveau de la dame de nage, modélisée par deux liaisons linéiques	335
C.8	Schéma d'un code minimaliste pour transférer un pas de temps variable vers <i>MBDyn</i>	336
C.9	Vérification dans la sortie de <i>MBDyn</i> de la loi de pas de temps imposée par un programme minimaliste écrit FORTRAN et en C	337

Liste des tableaux

1.1	Différences notables entre les sports de pagaie et l'aviron	12
1.2	Liste des classes de bateaux d'aviron reconnues par la FISA.	15
1.3	Temps par intervalle pour la manche finale de M8+ aux JO de Rio en 2016	36
3.1	Définition de quelques schémas en formulation NVD	82
5.1	Résidus en normes L2 et Lmax, temps CPU et facteur d'accélération f_a pour les simulations d'advection d'un carré creux	112
5.2	Résumé des résultats obtenus pour les simulations du d'une chute de colonne d'eau avec obstacle sur maillage fixe	118
5.3	Résumé des résultats obtenus pour les simulations du d'une chute de colonne d'eau avec obstacle sur maillage avec AGR	121
5.4	Résumé des configurations et des résultats obtenus pour les simulations en stationnaire d'un profil NACA 0012 immergé	124
5.5	Résumé des configurations et des résultats obtenus pour les simulations en instationnaire d'un profil NACA 0012 immergé	129
5.6	Désignation des six configurations de simulation sur le DTMB 5415 en embardée sinusoïdale	131
5.7	Caractéristiques des maillages utilisés pour les simulations du DTMB 5415 en embardée sinusoïdale	132
5.8	Temps CPU pour les six configurations testées sur les simulations du DTMB 5415 en embardée sinusoïdale	137
5.9	Ordre de grandeur des facteurs d'accélération atteignables avec l'algorithme de sub-cycling	139
7.1	Extrait des résultats de simulations numériques pour trouver la position de portance nulle	169
7.2	Résultats des régressions linéaires des mesures de flexibilité sur les avirons	176
7.3	Coefficients traduisant la flexibilité des avirons utilisés	176
8.1	Nombres de cellules (exprimés en millions) pour les maillages utilisés pour les simulations d'un coup d'aviron en conditions in situ	196
8.2	Simulations d'un coup d'aviron en conditions in situ avec activation de l'AGR	199

9.1	Synthèse des erreurs de précision et de répétabilité pour les moyens de mesures utilisés pour le coup d'aviron simplifié en bassin de traction	220
9.2	Liste des essais utilisés pour le coup d'aviron en bassin de traction	223
9.3	Nombres de cellules (exprimés en millions) pour les maillages utilisés pour les simulations d'un coup d'aviron en bassin de traction	226
9.4	Comparaison des valeurs de portance nulle ψ_0^{pn} trouvées pour des essais à faible vitesse d'avance du chariot	230
9.5	Comparaison des valeurs de portance nulle ψ_0^{pn} trouvées pour des essais à vitesses d'avance nominales du chariot	230
10.1	Résumé de l'ordre de grandeur des écarts (num. - exp.) sur les maxima des efforts propulsifs entre mesures expérimentales et résultats des simulations numériques pour les deux configurations de coup d'aviron	246
10.2	Valeurs supposées des paramètres et jeux d'incertitudes	251
12.1	Nombre de cellules pour les trois finesses de maillages, les deux types de milieu et les deux campagnes d'essais	263
12.2	Types de face et de conditions aux limites appliquées pour (a) le milieu infini et (b) le milieu confiné	264
12.3	Résultats de la résistance hydrodynamique sur le skiff pour la campagne de 2012 en configuration milieu infini pour les simulations (déplacement $\Delta = 108\text{ kg}$)	268
12.4	Résultats de la résistance hydrodynamique sur le skiff pour la campagne de 2012 en configuration milieu confiné pour les simulations (déplacement $\Delta = 108\text{ kg}$) . .	268
12.5	Essais expérimentaux en configuration instationnaire (campagne de 2000). Tous les essais sont à une vitesse moyenne de $4,1\text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$	271
A.1	Tableau de multiplication des quaternions	294
B.1	Liste des différents essais effectués.	317
B.2	Résumé des erreurs (en degrés) pour chaque angle de Cardan pour l'essai CI15. . .	320

Liste des acronymes

AGR	<i>Adaptive Grid Refinement</i>
ALE	<i>Arbitrary Lagrangian-Eulerian</i>
ANOPACy	Analyse et Optimisation de la Performance en Aviron et Cyclisme
AVLSMART	Version modifiée du schéma SMART par la société AVL
BDF1	<i>Backward Differentiation Formula of first order</i> , aussi appelé UDS
BDF2	<i>Backward Differentiation Formula of second order</i>
BGS	<i>Block Gauss–Seidel</i>
BiCGSTAB	<i>Biconjugate gradient stabilized method</i>
BICS	<i>Blended Interface-Capturing Scheme</i>
BRICS	<i>Blended Reconstructed Interface-Capturing Scheme</i>
CBC	<i>Convection Boundedness Criterion</i>
CDS	<i>Central Differencing Scheme</i>
CFD	<i>Computational Fluid Dynamics</i>
CFL	Courant-Friedrichs-Lewy
CICSAM	<i>Compressive Interface-Capturing Scheme for Arbitrary Meshes</i>
CINES	Centre Informatique National de l'Enseignement supérieur
CIO	Comité International Olympique
CSR	<i>Compressed Sparse Row</i>
DDL	degré de liberté
DDS	<i>Downwind Differencing Scheme</i>
DES	<i>Detached-Eddy Simulation</i>
DTN	Direction Technique Nationale
ECN	Ecole Centrale de Nantes
FFA	Fédération Française d'Aviron
FFSA	Fédération Française des Sociétés d'Aviron
FISA	Fédération Internationale des Sociétés d'Aviron
GDS	<i>Gamma Differencing Scheme</i>
GMRES	<i>Generalized minimal residual method</i>
GMRS	<i>Global Mechanical Rowing Simulator</i>

HRIC	<i>High-Resolution Interface-Capturing scheme</i>
ICM	<i>Interface-Capturing Methods</i>
IFS	Interaction fluide–structure
IGDS	<i>Inter-Gamma Differencing Scheme</i>
IMU	<i>Inertial Measurement Unit</i>
ISEA	International Sports Engineering Association
ITM	<i>Interface-Tracking Methods</i>
ITTC	<i>International Towing Tank Conference</i>
JO	Jeux Olympiques
LCG	Loi de Conservation Géométrique
LHEEA	Laboratoire de recherche en Hydrodynamique, Energétique et Environnement Atmosphérique
MAC	<i>Marker-And-Cell method</i>
METHRIC	Modélisation des Ecoulements Turbulents à Haut Reynolds Incompressibles et Couplages
MPE	Méthodes de Plan d’Expériences
MPI	<i>Message Passing Interface</i>
NVD	<i>Normalized Variable Diagram</i>
PFD	principe fondamental de la dynamique
PFS	principe fondamental de la statique
PMM	<i>Planar Motion Mechanism</i>
PRFC	polymère à renfort fibre de carbone
QUICK	<i>Quadratic Upwind Interpolation fo Convective Kinematics</i>
RANSE	<i>Reynolds-averaged Navier-Stokes equations</i>
SIMPLE	<i>Semi-Implicit Method for Pressure-Linked Equations</i>
SLIC	<i>Simple Line Interface Calculation</i>
SST	<i>Shear Stress Transport</i>
STOIC	<i>Second- and Third-Order Interpolation for Convection scheme</i>
UDS	<i>Upwind Differencing Scheme</i>
URANS	<i>Unsteady Reynolds-averaged Navier-Stokes equations</i>
VOF	<i>Volume of Fluid</i>

Références

- [1] *CFD Workshop Tokyo 2005*, mars 2005.
- [2] K. AFFELD, K. SCHICHL et A. ZIEMANN : Assessment of rowing efficiency. *International Journal of Sports Medicine*, 14, Suppl 1:S39–S41, 1993.
- [3] Y. ANDRILLON et B. ALESSANDRINI : A 2D+T VOF fully coupled formulation for the calculation of breaking free-surface flow. *Journal of marine science and technology*, 8(4): 159–168, 2004.
- [4] ANSYS CFX : <http://www.ansys.com/products/fluids/ansys-cfx>, 2017.
- [5] ANSYS FLUENT : <http://www.ansys.com/Products/Fluids/ANSYS-Fluent>, 2017.
- [6] N. ASHGRIZ et J. Y. POO : Flair : Flux line-segment model for advection and interface reconstruction. *Journal of computational physics*, 93(2):449–468, 1991.
- [7] S. BARRÉ : *Etude expérimentale des systèmes de propulsion instationnaire. Application aux palettes d'aviron*. Thèse de doctorat, Université de Nantes, 1998.
- [8] S. BARRÉ et J.-M. KOBUS : Comparison between common models of forces on oar blades and forces measured by towing tank tests. *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part P : Journal of Sports Engineering and Technology*, 224(1):37–50, 2010.
- [9] A. BAUDOUIN et D. A. HAWKINS : A biomechanical review of factors affecting rowing performance. *British journal of sports medicine*, 36(6):396, 2002.
- [10] A. BENKENIDA et J. MAGNAUDET : Une méthode de simulation d'écoulements diphasiques sans reconstruction d'interfaces. *Comptes Rendus de l'Académie des Sciences - Series IIB - Mechanics-Physics-Astronomy*, 328(1):25 – 32, 2000.
- [11] M. BERGAMASCO, B. BARDY et D. GOPHER : *Skill training in multimodal virtual environments*. CRC Press, 2012.
- [12] M. A. M. BERGER : Determining propulsive force in front crawl swimming : a comparison of two methods. *Journal of sports sciences*, 17(2):97–105, 1999.
- [13] M. BERTON : *Analyse et optimisation numériques des performances de carènes élancées en mouvement instationnaire. Application aux bateaux d'aviron*. Thèse de doctorat, Université de Nantes, 2007.
- [14] M. BERTON, B. ALESSANDRINI, S. BARRÉ et J.-M. KOBUS : Verification and validation in computational fluid dynamics : application to both steady and unsteady rowing boats numerical simulations. *In The Seventeenth International Offshore and Polar Engineering Conference*. International Society of Offshore and Polar Engineers, 2007.

- [15] V. BERTRAM : *Practical ship hydrodynamics*. Butterworth-Heinemann, 2000.
- [16] BRAČA–SPORT : Computational fluid dynamics. <http://rowing.braca-sport.com/innovations/research-development/computational-fluid-dynamics.html>, avr. 2017. Site Internet visité le 27/04/2017.
- [17] BRAČA–SPORT : Shaft stiffness. <http://rowing.braca-sport.com/oars/shafts/shaft-stiffness.html>, avr. 2017. Site Internet visité le 27/04/2017.
- [18] M. N. BREARLEY et N. J. de MESTRE : Improving the efficiency of racing shell oars. *The Mathematical Gazette*, 84(501):405–414, 2000.
- [19] M. N. BREARLEY, N. J. de MESTRE et D. R. WATSON : Modelling the rowing stroke in racing shells. *The Mathematical Gazette*, 1:389–404, 1998.
- [20] R. BURNELL et G. PAGE : *The brilliants : a history of the Leander Club*. Leander Club, 1997.
- [21] D. S. CABRERA et A. L. RUINA : Propulsive efficiency of rowing oars. Submitted to *Journal of Applied Biomechanics*, 2006.
- [22] D. S. CABRERA, A. L. RUINA et V. KLESHNEV : A simple 1+ dimensional model of rowing mimics observed forces and motions. *Human movement science*, 25(2):192–220, fév. 2006.
- [23] N. CAPLAN et T. N. GARDNER : A fluid dynamic investigation of the Big Blade and Macon oar blade designs in rowing propulsion. *Journal of sports sciences*, 25(6):643–650, 2007.
- [24] N. CAPLAN et T. N. GARDNER : A mathematical model of the oar blade-water interaction in rowing. *Journal of sports sciences*, 25(9):1025–1034, 2007.
- [25] N. CAPLAN et T. N. GARDNER : Modeling the influence of crew movement on boat velocity fluctuations during the rowing stroke. *International Journal of Sports Sciences and Engineering*, 1:165–176, 2007.
- [26] N. CAPLAN et T. N. GARDNER : Optimization of oar blade design for improved performance in rowing. *Journal of sports sciences*, 25(13):1471–1478, 2007.
- [27] L. S. CARETTO, A. D. GOSMAN, S. V. PATANKAR et D. B. SPALDING : Two calculation procedures for steady, three-dimensional flows with recirculation. In H. CABANNES et R. TEMAM, édés : *Proceedings of the Third International Conference on Numerical Methods in Fluid Mechanics*, vol. 19 de *Lecture Notes in Physics*, p. 60–68. Springer Berlin Heidelberg, 1973.
- [28] CFDSHIP-IOWA : <http://www.iuhr.uiowa.edu/shiphydro/cfd-code/>, 2017.
- [29] H. CHENG, L. A. OBERGEFELL et A. RIZER : *Generator of Body Data (GEBOD), Manual*, 1994.
- [30] H. CHENG, L. A. OBERGEFELL et A. RIZER : The development of the GEBOD program. In *Biomedical Engineering Conference, 1996., Proceedings of the 1996 Fifteenth Southern*, p. 251–254, 1996.
- [31] A. J. CHORIN : Flame advection and propagation algorithms. *Journal of Computational Physics*, 35(1):1–11, 1980.
- [32] J. COIRIER : *Mécanique des milieux continus - Concepts de base*. Dunod, Paris, 1997.
- [33] A. L. COPPEL : *A computational fluid dynamic investigation of rowing oar blades*. Thèse de doctorat, University of Birmingham, 2010.

- [34] A. L. COPPEL, T. N. GARDNER, N. CAPLAN et D. M. HARGREAVES : Numerical modelling of the flow around rowing oar blades. *The Engineering of Sport* 7, 1:353–361, 2008.
- [35] A. L. COPPEL, T. N. GARDNER, N. CAPLAN et D. M. HARGREAVES : Simulating the fluid dynamic behaviour of oar blades in competition rowing. *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part P : Journal of Sports Engineering and Technology*, 224:25–35, 2010.
- [36] E. COUSTOLS : Effet des parois rainurées (" riblets") sur la structure d'une couche limite turbulente. *Mécanique Industrielle*, 2:421–434, 2001.
- [37] J. CRANK et P. NICOLSON : A practical method for numerical evaluation of solutions of partial differential equations of the heat-conduction type. *In Mathematical Proceedings of the Cambridge Philosophical Society*, vol. 43, p. 50–67. Cambridge Univ Press, 1947.
- [38] A. CURA HOCHBAUM : Virtual PMM tests for manoeuvring prediction. *In Proceedings of 26th symposium on naval hydrodynamics, Rome, Italy*, 2006.
- [39] A. DAL-MONTE, A. KOMOR et L. LEONARDI : Optimization of rowing motion technique by use of interactive computer simulation. *In Biomechanics : Basis and applied research" 5 th meeting of the European Society of Biomechanics*, p. 645–652, 1986.
- [40] B. J. DALY : Numerical study of two fluid Rayleigh-Taylor instability. *The Physics of Fluids*, 10(2):297–307, 1967.
- [41] B. J. DALY : A technique for including surface tension effects in hydrodynamic calculations. *Journal of Computational Physics*, 4(1):97–117, 1969.
- [42] M. DARWISH : A new high-resolution scheme based on the normalized variable formulation. *Numerical Heat Transfer, Part B Fundamentals*, 24(3):353–371, 1993.
- [43] M. DARWISH : Development and testing of a robust free-surface finite volume method, juil. 2003.
- [44] M. DARWISH et F. MOUKALLED : Convective schemes for capturing interfaces of free-surface flows on unstructured grids. *Numerical heat transfer, Part B : Fundamentals*, 49(1): 19–42, 2006.
- [45] D. DAUBY : *Simulation d'écoulements cavitants par résolution numérique des équations de Navier-Stokes en moyenne de Reynolds. Application à la cavitation de tourbillon d'extrémité*. Thèse de doctorat, Ecole Centrale Nantes, 2007.
- [46] A. G. DAVIES, R. L. SOULSBY et H. L. KING : A numerical model of the combined wave and current bottom boundary layer. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 93(C1):491–508, 1988.
- [47] A. H. DAY, I. CAMPBELL, D. CLELLAND et J. CICHOWICZ : An experimental study of unsteady hydrodynamics of a single scull. *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part M : Journal of Engineering for the Maritime Environment*, 225:1–13, 2011.
- [48] A. H. DAY, I. CAMPBELL, D. CLELLAND, L. J. DOCTORS et J. CICHOWICZ : Realistic evaluation of hull performance for rowing shells, canoes, and kayaks in unsteady flow. *Journal of Sports Sciences*, 29(10):1059–1069, 2011.
- [49] A. H. DAY, D. CLELLAND et L. J. DOCTORS : Unsteady finite-depth effects during resistance tests on a ship model in a towing tank. *Journal of Marine Science and Technology*, 14(3):387–397, 2009.

- [50] G. DENG, A. LEROYER, E. GUILMINEAU, P. QUEUTEY, M. VISONNEAU et J. WACKERS : CFD simulation of PMM motion in shallow water for the DTC container ship. *In 4th MA-SHCON, Hamburg, Germany, 2016.*
- [51] G. DENG et M. VISONNEAU : Evaluation of eddy-viscosity and second-moment turbulence closures for steady flows around ships. *In 21st ONR Symposium on Naval Hydrodynamics*, p. 453–469, Trondheim, Norway, 1996.
- [52] G. DENG et M. VISONNEAU : Comparison of explicit algebraic stress models and second-order turbulence closures for steady flow around ships. *In 7th Symposium on Numerical Ship Hydrodynamics*,, 1999.
- [53] Y. DOI, T. UEDA, K.-h. MORI et S. NINOMIYA : Study on rowing simulation and its application to evaluate oar size and rowing pattern. *Journal of the Society of Naval Architects of Japan*, 186(186):89–96, 1999.
- [54] P. DREISSIGACKER et R. A. DREISSIGACKER : Blade path and the ideal blade. <http://www.concept2.com/oars/how-made-and-tested/blade-path>, avr. 2017. Site Internet visité le 27/04/2017.
- [55] P. DREISSIGACKER et R. A. DREISSIGACKER : The vortex edge. <http://www.concept2.com/oars/how-made-and-tested/vortex-edge>, avr. 2017. Site Internet visité le 27/04/2017.
- [56] J. H. DUNCAN : The breaking and non-breaking wave resistance of a two-dimensional hydrofoil. *Journal of Fluid Mechanics*, 126(-1):507–520, 1983.
- [57] M. DURAND : *Intéraction fluide-structure souple et légère, application aux voiliers*. Thèse de doctorat, École Centrale de Nantes, 2012.
- [58] J. DWYER : Jim rowing the 1x blade shots. <https://www.youtube.com/watch?v=0WrNZ-BIHX8>. Publié le 21/09/2012. Page visitée le 09/05/2017.
- [59] L. EÇA, G. VAZ et M. HOEKSTRA : Code verification of Re-FRESCO with a statistically periodic manufactured solution. *In Proceedings of OMAE2014 33rd International Conference on Offshore Mechanics and Arctic Engineering*, San Francisco, California, USA, juin 2014.
- [60] FÉDÉRATION FRANÇAISE D’AVIRON : La Revue des Entraîneurs - Numéro 20, avr. 2004.
- [61] FÉDÉRATION INTERNATIONALE DES SOCIÉTÉS D’AVIRON : Livre des règles de la FISA, 2015.
- [62] J. H. FERZIGER et M. PERIĆ : *Computational methods for fluid dynamics*, vol. 2. Springer Berlin, 1999.
- [63] M. FINDLAY et S. R. TURNOCK : Rowing strategies in cambridge bumps races. *In The Engineering of Sport 7*, p. 53–63. Springer Paris, 2008.
- [64] W. S. FLENNIKEN, J. H. WALL et D. M. BEVLY : Characterization of various IMU error sources and the effect on navigation performance. *In ION GNSS 18th International Technical Meeting of the Satellite Division*, p. 967–978, Long Beach, CA, sept. 2005.
- [65] V. FOHANNON, M. BEGON, P. LACOUTURE et F. COLLOUDD : Estimating joint kinematics of a whole body chain model with closed-loop constraints. *Multibody System Dynamics*, 31(4):433–449, 2014.

- [66] L. FORMAGGIA, E. MIGLIO, A. MOLA et A. MONTANO : A model for the dynamics of rowing boats. *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, 61(2):119–143, 2009.
- [67] L. FORMAGGIA, E. MIGLIO, A. MOLA et N. PAROLINI : Fluid–structure interaction problems in free surface flows : Application to boat dynamics. *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, 56(8):965–978, 2008.
- [68] L. FORMAGGIA, A. MOLA, N. PAROLINI et M. PISCHIUTTA : A three-dimensional model for the dynamics and hydrodynamics of rowing boats. *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part P : Journal of Sports Engineering and Technology*, 224:1–11, 2009.
- [69] G. E. GADD : *Bilge keels and bilge vanes*. National Physical Laboratory, 1964.
- [70] P. H. GASKELL et A. K. C. LAU : Curvature-compensated convective transport : Smart, a new boundedness-preserving transport algorithm. *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, 8(6):617–641, 1988.
- [71] GERRIS : <http://gfs.sourceforge.net>, 2017.
- [72] S. K. GODUNOV : A difference method for numerical calculation of discontinuous solutions of the equations of hydrodynamics. *Matematicheskii Sbornik*, 89(3):271–306, 1959.
- [73] V. R. GOPALA et B. G. M. van WACHEM : Volume of fluid methods for immiscible-fluid and free-surface flows. *Chemical Engineering Journal*, 141(1):204–221, 2008.
- [74] W. D. GRANT et O. S. MADSEN : Combined wave and current interaction with a rough bottom. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 84(C4):1797–1808, 1979.
- [75] P. S. GRANVILLE : DTMB report 806. Rap. tech., David Taylor Model Basin (DTMB), Bethesda, Maryland, 1956.
- [76] D. M. GREAVES : Simulation of viscous water column collapse using adapting hierarchical grids. *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, 50(6):693–711, 2006.
- [77] E. GUILMINEAU, G. DENG, P. QUEUTEY, M. VISONNEAU, A. LEROYER et J. WACKERS : URANS simulations of planar motion mechanism for two hulls. *In Workshop on Verification and Validation of Ship Manoeuvring Simulation Methods-SIMMAN 2014*, 2014.
- [78] E. GUILMINEAU, P. QUEUTEY, A. LEROYER et J. WACKERS : Coupled sliding grids and adaptive grid refinement for RANS simulation of an oscillating car model. *In Proceedings of ASME 2012 Fluids Engineering Summer Meeting FEDSM2012*, Puerto Rico, juil. 2012. ASME.
- [79] E. GUILMINEAU, P. QUEUTEY, M. VISONNEAU, A. LEROYER et G. DENG : RANS simulation of a us navy frigate with pmm motions. *In Workshop on Verification and Validation of Ship Manoeuvring Simulation Methods, SIMMAN 2008*, Copenhagen, Danemark, avr. 2008.
- [80] F. H. HARLOW, A. A. AMSDEN et J. R. NIX : Relativistic fluid dynamics calculations with the particle-in-cell technique. *Journal of Computational Physics*, 20(2):119–129, 1976.
- [81] F. H. HARLOW et J. E. WELCH : Numerical calculation of time-dependent viscous incompressible flow of fluid with free surface. *The physics of fluids*, 8(12):2182–2189, 1965.
- [82] A. HAY, A. LEROYER et M. VISONNEAU : H-adaptive Navier–Stokes simulations of free-surface flows around moving bodies. *Journal of Marine Science and Technology*, 11(1):1–18, 2006.

- [83] V. E. HENSON et U. MEIER YANG : BoomerAMG : a parallel algebraic multigrid solver and preconditioner. *Applied Numerical Mathematics*, 41:155–177, 2002.
- [84] C. W. HIRT et B. D. NICHOLS : Volume of fluid (VOF) method for the dynamics of free boundaries. *Journal of Computational Physics*, 39(1):201–225, 1981.
- [85] S. F. HOERNER : *Fluid-dynamic drag*. Hoerner fluid dynamics Brick Town, NJ, 1965.
- [86] J. HOLTROP : Statistical data for the extrapolation of model performance tests. *International Shipbuilding Progress*, 25(588):122–126, 1978.
- [87] N. INTERNATIONAL : CFView™. <http://www.numeca.com/product/cfview>, juin 2017. Site Internet visité le 20/06/2017.
- [88] N. INTERNATIONAL : FINE™/Marine. <http://www.numeca.com/product/finemarine>, juin 2017. Site Internet visité le 20/06/2017.
- [89] N. INTERNATIONAL : HEXPRESS™. <http://www.numeca.com/product/hexpress>, juin 2017. Site Internet visité le 20/06/2017.
- [90] International Towing Tank Conference. *Proceedings of the 8th Conference of the ITTC*, Madrid, Spain, sept. 1957.
- [91] International Towing Tank Conference. *Proceedings of the 11th Conference of the ITTC*, Tokyo, Japan, oct. 1966.
- [92] R. I. ISSA : Solution of the implicitly discretised fluid flow equations by operator-splitting. *Journal of Computational Physics*, 62(1):40–65, 1986.
- [93] H. JASAK et H. G. WELLER : Interface-tracking capabilities of the intergamma differencing scheme, 1995.
- [94] H. JASAK, H. G. WELLER et A. D. GOSMAN : High resolution nvd differencing scheme for arbitrarily unstructured meshes. *International journal for numerical methods in fluids*, 31(2):431–449, 1999.
- [95] B. L. JENSEN, B. M. SUMER et J. FREDSSØE : Turbulent oscillatory boundary layers at high reynolds numbers. *Journal of Fluid Mechanics*, 206:265–297, 1989.
- [96] M. KAMPHORST : Rowing blade design using CFD. Mémoire de Master, Delft University of Technology, juin 2009.
- [97] M. KANG, R. P. FEDKIW et X.-D. LIU : A boundary condition capturing method for multi-phase incompressible flow. *Journal of Scientific Computing*, 15:323–360, 2000.
- [98] M. KAYA, H. MINAMITANI, K. HASE et N. YAMAZAKI : Motion analysis of optimal rowing form by using biomechanical model. In *IEEE 17th Annual Conference Engineering in Medicine and Biology Society, 1995.*, vol. 2, 1995.
- [99] T. KINOSHITA et H. KOBAYASHI : Improving rower motion and rowing equipment by using rowing velocity prediction program with estimating hydrodynamic load acting on an oar blade. *International Journal of Small Craft Technology*, 146:16–26, 2004.
- [100] T. KINOSHITA, M. MIYASHITA, H. KOBAYASHI et T. HINO : Rowing velocity prediction program with estimating hydrodynamic load acting on an oar blade. In N. KATO et S. KAMIMURA, édés : *Bio-mechanisms of Swimming and Flying*, p. 345–359. Springer Japan, 2008.

- [101] V. KLESHNEV : Boats testing in indoor tank, avr. 2015. Rowing Biomechanics Newsletter, Volume 15, Number 169.
- [102] H. KOBAYASHI et T. KINOSHITA : Unsteady hydrodynamic load acting on an oar blade. *Journal of the Society of Naval*, 194:59–65, 2003.
- [103] H. KOBAYASHI, M. MIYASHITA, T. KINOSHITA, H. ITAKURA et K. UZAWA : Unsteady hydrodynamic force acting on an oar blade—the influence of aspect ratio and tip shape. *Journal of the Society of Naval*, 196:91–97, 2004.
- [104] S. KOSHIZUKA : A particle method for incompressible viscous flow with fluid fragmentation. *Comput. Fluid Dynamics J.*, 4:29–46, 1995.
- [105] U. KÜTTLER et W. A. WALL : An approach for parallel fluid-structure interaction on unstructured meshes. In B. MOHR, J. TRÄFF, J. WORRINGEN et J. DONGARRA, édés : *Recent Advances in Parallel Virtual Machine and Message Passing Interface*, vol. 4192 de *Lecture Notes in Computer Science*, p. 366–373. Springer Berlin Heidelberg, 2006.
- [106] C. B. KUYT, A. J. GREIDANUS et J. WESTERWEEL : Drag reduction by applying speedstrips on rowing oars. *Procedia Engineering*, 147:110–115, 2016.
- [107] L. D. LANDAU et E. M. LIFSHITZ : *Fluid mechanics*, vol. Volume 6 - Course of theoretical physics. Pergamon Press, 1959.
- [108] L. LARSSON et H. RAVEN : *Ship resistance and flow*. Society of Naval Architects and Marine Engineers, 2010.
- [109] B. LASCHOWSKI, C. C. HOPKINS, J. R. de BRUYN et V. NOLTE : Modelling the deflection of rowing oar shafts. *Sports Biomechanics*, 16(1):76–86, 2017.
- [110] B. P. LEONARD : Simple high-accuracy resolution program for convective modelling of discontinuities. *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, 8(10):1291–1318, 1988.
- [111] A. LEROYER : *Etude du couplage écoulement/mouvement pour des corps solides ou à déformation imposée par résolution des équations de Navier–Stokes. Contribution à la modélisation numérique de la cavitation*. Thèse de doctorat, Ecole Centrale Nantes, déc. 2004.
- [112] A. LEROYER, S. BARRÉ et J.-M. KOBUS : Mesures et simulations : démarche et étapes pour une meilleure connaissance de l’hydrodynamique des palettes d’aviron. *Science & Motricité*, 75(75):85–96, 2012.
- [113] A. LEROYER, S. BARRÉ, J.-M. KOBUS et M. VISONNEAU : Experimental and numerical investigations of the flow around an oar blade. *Journal of Marine Science and Technology*, 13(1):1–15, 2008.
- [114] A. LEROYER, S. BARRÉ, J.-M. KOBUS et M. VISONNEAU : Influence of free surface, unsteadiness and viscous effects on oar blade hydrodynamic loads. *Journal of Sports Sciences*, 28(12):1287–1298, 2010.
- [115] A. LEROYER, S. BARRÉ, J. WACKERS, P. QUEUTEY, M. VISONNEAU et J.-M. KOBUS : Validation of CFD simulations for unsteady violent free surface flows : the case of the hydrodynamics around rowing blades. In *29th Symposium on Naval Hydrodynamics, Gothenburg, Sweden, 26-31 August 2012*, 2012.
- [116] A. LEROYER, J. WACKERS, P. QUEUTEY et E. GUILMINEAU : Numerical strategies to speed up CFD computations with free surface - application to the dynamic equilibrium of hulls. *Ocean Engineering*, 38(17–18):2070–2076, 2011.

- [117] A. LEROYER, C. YVIN, E. GUILMINEAU, M. VISONNEAU et P. QUEUTEY : Efficient FSI codes coupling with possible large added mass effects : applications to rigid and elongated flexible bodies in the maritime field. *In VI International Conference on Computational Methods for Coupled Problems in Science and Engineering*, vol. 2015, 2015.
- [118] E. M. LEWANDOWSKI : *The dynamics of marine craft : maneuvering and seakeeping*, vol. 22 de *Advanced series on ocean engineering*. World Scientific Pub Co Inc, 2004.
- [119] LIFEMODELER, INC. : <http://www.lifemodeler.com/products/lifemod/>, 2017.
- [120] M. LLIBRE : Représentation des attitudes : angles d’euler, matrices de rotation, quaternions. http://www.llibre.fr/copie_cert/DCSD-2009_008-NOT-003-1.1.pdf, fév. 2015. Ref. DCSD-2009_008-NOT-003-1.1.
- [121] A. LOUA : Investigation of unsteady hull resistance within the context of nautical sport. Mémoire de Master, Ecole Centrale de Nantes, sept. 2015.
- [122] C. MACKINNON : *IMU Errors and Their Effects*. Novatel, fév. 2014.
- [123] M. N. MACROSSAN : The direction of the water reaction force on a rowing blade and its effect on efficiency. *Mechanical Engineering Report*, 3:1–21, 2008.
- [124] M. N. MACROSSAN et M. KAMPHORST : Computational study of the froude number effects on the flow around a rowing blade. Department of Mechanical Engineering, University of Queensland, Australia, oct. 2009.
- [125] M. MANZKE, J.-P. VOSS et T. RUNG : Sub-cycling strategies for maritime two-phase flow simulations. *In R. ANSORGE, H. BIJL, A. MEISTER et T. SONAR, édés : Recent Developments in the Numerics of Nonlinear Hyperbolic Conservation Laws*, vol. 120 de *Notes on Numerical Fluid Mechanics and Multidisciplinary Design*, p. 237–251. Springer Berlin Heidelberg, 2013.
- [126] J. C. MARTIN et W. J. MOYCE : Part iv. an experimental study of the collapse of liquid columns on a rigid horizontal plane. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London A : Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, 244(882):312–324, 1952.
- [127] P. MASARATI, M. MORANDINI et P. MANTEGAZZA : An efficient formulation for general-purpose multibody/multiphysics analysis. *Journal of Computational and Nonlinear Dynamics*, 9(4):041001, 2014.
- [128] F. R. MENTER : Zonal two-equation $k-\omega$ turbulence models for aerodynamic flows, 1993. *AIAA paper*, 96–2906:1–21, 1993.
- [129] E. MIGLIO, N. PAROLINI et M. PISCHIUTTA : Impact of water depth on rowing fairness. *In B. R. SALVATORE, F. et R. MUSCARI, édés : VI International Conference on Computational Methods in Marine Engineering (MARINE 2015)*, 2015.
- [130] A. MILLWARD : A study of the forces exerted by an oarsman and the effect on boat speed. *Journal of sports sciences(Print)*, 5(2):93–103, 1987.
- [131] S. MOZAFFARI : Verification and validation of the flow around rowing hull using a dedicated towing tank experimental dataset. Mémoire de Master, Ecole Centrale de Nantes, août 2016.
- [132] MSC SOFTWARE : <http://www.mssoftware.com/fr/product/adams>, 2017.
- [133] S. MUZAFERIJA et M. PERIĆ : Computation of free–surface flows using interface tracking and interface-capturing methods. *Advances in Fluid Mechanics*, 24:59–100, 1999.

- [134] NASA : NASA-STD-3000. man systems integration standards, Volume I-standards and Volume II, 1995.
- [135] K. C. NG, M. Z. YUSOFF et E. Y.-k. NG : Higher-order bounded differencing schemes for compressible and incompressible flows. *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, 53(1):57–80, 2007.
- [136] B. D. NICHOLS et C. W. HIRT : Calculating three-dimensional free surface flows in the vicinity of submerged and exposed structures. *Journal of Computational Physics*, 12(2): 234–246, 1973.
- [137] W. F. NOH et P. WOODWARD : SLIC (simple line interface calculation). *In Proceedings of the Fifth International Conference on Numerical Methods in Fluid Dynamics June 28–July 2, 1976 Twente University, Enschede*, p. 330–340. Springer, 1976.
- [138] V. NOLTE : *Rowing faster*. Human Kinetics, 2011.
- [139] H. NØRSTRUD et E. A. MEESE : *Sports – Physics*, chap. Chapter 9 : On the Hydrodynamics of Rowing Oars and Blade Design, p. 115–122. Editions de l’Ecole Polytechnique, 2013.
- [140] OPENFOAM : <http://www.openfoam.com>, 2017.
- [141] S. OSHER et J. A. SETHIAN : Fronts propagating with curvature-dependent speed : algorithms based on Hamilton–Jacobi formulations. *Journal of computational physics*, 79(1):12–49, 1988.
- [142] S. V. PATANKAR et D. B. SPALDING : A calculation procedure for heat, mass and momentum transfer in three-dimensional parabolic flows. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 15(10):1787–1806, 1972.
- [143] R. PETTERSSON, A. NORDMARK et A. ERIKSSON : Simulation of rowing in an optimization context. *Multibody System Dynamics*, 32(3):337–356, 2014.
- [144] D. L. POPE : On the dynamics of men and boats and oars. *Mechanics and Sport*, 4:113–130, 1973.
- [145] V. PRZULJ et B. BASARA : Bounded convection schemes for unstructured grids. *In AIAA Computational Fluid Dynamics Conference*, 2001.
- [146] P. QUEUTEY et M. VISONNEAU : An interface capturing method for free–surface hydrodynamic flows. *Computers & fluids*, 36(9):1481–1510, 2007.
- [147] J. D. RAMSHAW et J. A. TRAPP : A numerical technique for low-speed homogeneous two-phase flow with sharp interfaces. *Journal of Computational Physics*, 21(4):438–453, 1976.
- [148] REFRESCO : <http://www.refresco.org/>, 2017.
- [149] C. M. RHIE et W. L. CHOW : Numerical study of the turbulent flow past an airfoil with trailing edge separation. *AIAA Journal*, 21(11):1525–1532, 1983.
- [150] Y. ROBERT, A. LEROYER, S. BARRÉ, F. RONGÈRE, P. QUEUTEY et M. VISONNEAU : Fluid mechanics in rowing : the case of the flow around the blades. *In The 2014 conference of the International Sports Engineering Association*, p. 744–749, 2014.
- [151] Y. ROBERT, A. LEROYER, J. WACKERS, , M. VISONNEAU et P. QUEUTEY : Procédure de time-splitting pour la résolution de la fraction volumique dans le cas d’écoulements instationnaires. *In Congrès Français de Mécanique 2015*, Lyon, France, août 2015. Association Française de Mécanique.

- [152] Y. ROBERT, A. LEROYER, J. WACKERS, , M. VISONNEAU et P. QUEUTEY : Time-splitting procedure for the resolution of the volume fraction for unsteady flows. *In* V. BERTRAM et E. F. CAMPANA, édés : 18th *Numerical Towing Tank Symposium*, Cortona, Italy, sept. 2015.
- [153] F. RONGÈRE : *Simulation dynamique des systèmes Bateau-Aviron-Rameur(s)*. Thèse de doctorat, Ecole Centrale de Nantes, 2011.
- [154] F. RONGÈRE, W. KHALIL et J.-M. KOBUS : Dynamic modeling and simulation of rowing with a robotics formalism. *In* *Methods and Models in Automation and Robotics (MMAR), 2011 16th International Conference on*, p. 260–265, août 2011.
- [155] M. RUDMAN : Volume-tracking methods for interfacial flow calculations. *International journal for numerical methods in fluids*, 24(7):671–691, 1997.
- [156] B. SANDERSON et W. O. MARTINDALE : Towards optimizing rowing technique. *Medicine & Science in Sports & Exercise*, 18(4):454–468, 1986.
- [157] C. A. SCRAGG et B. D. NELSON : The design of an eight-oared rowing shell. *Marine technology*, 30(2):84–99, 1993.
- [158] N. H. SECHER et S. VOLIANITIS : *Handbook of sports medicine and science, rowing*, vol. 12. John Wiley & Sons, 2009.
- [159] S. SERVETO, S. BARRÉ, J.-M. KOBUS et J.-P. MARIOT : A three-dimensional model of the boat-oars-rower system using ADAMS and lifemod commercial software. *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part P : Journal of Sports Engineering and Technology*, 224:1–14, 2009.
- [160] J. A. SETHIAN : *Level set methods and fast marching methods : evolving interfaces in computational geometry, fluid mechanics, computer vision, and materials science*, vol. 3. Cambridge university press, 1999.
- [161] B. SHOME : Numerical study of oscillating boundary layer flow over a flat plate using k–kl– ω turbulence model. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 42:131–138, 2013.
- [162] M. SKUBLEWSKA-PASZKOWSKA, E. LUKASIK et J. MONTUSIEWICZ : Analysis of rowing based on handle trajectory. *In* *Human System Interactions (HSI), 2016 9th International Conference on*, p. 62–68. IEEE, 2016.
- [163] A. SLIASAS et S. TULLIS : The dynamic flow behaviour of an oar blade in motion using a hydrodynamics-based shell-velocity-coupled model of a rowing stroke. *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part P : Journal of Sports Engineering and Technology*, 224:1–16, 2009.
- [164] A. SLIASAS et S. TULLIS : Numerical modelling of rowing blade hydrodynamics. *Sports Engineering*, 12(1):31–40, 2009.
- [165] A. SLIASAS et S. TULLIS : A hydrodynamics-based model of a rowing stroke simulating effects of drag and lift on oar blade efficiency for various cant angles. *Procedia Engineering*, 2(2):2857–2862, 2010.
- [166] A. SLIASAS et S. TULLIS : Modelling the effect of oar shaft bending during the rowing stroke. *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part P : Journal of Sports Engineering and Technology*, 225(4):265–270, 2011.
- [167] H. SÖDING : How to integrate free motions of solids in fluids. *In* *4th Numerical Towing Tank Symposium, Hamburg*, 2001.

- [168] R. L. SOULSBY, L. HAMM, G. KLOPMAN, D. MYRHAUG, R. R. SIMONS et G. P. THOMAS : Wave-current interaction within and outside the bottom boundary layer. *Coastal engineering*, 21(1-3):41–69, 1993.
- [169] STAR-CCM+ : <http://mdx.plm.automation.siemens.com/star-ccm-plus>, 2017.
- [170] A. TAKIZAWA, S. KOSHIZUKA et S. KONDO : Generalization of physical component boundary fitted co-ordinate (PCBFC) method for the analysis of free-surface flow. *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, 15(10):1213–1237, 1992.
- [171] C. TALOTTE : *Adaptation de procédures expérimentales au cas des voiliers en gîte et dérive, comparaison des résultats expérimentaux et numériques*. Thèse de doctorat, École Centrale de Nantes, 1994.
- [172] H. M. TOUSSAINT : An alternative fluid dynamic explanation for propulsion in front crawl swimming. In *ISBS-Conference Proceedings Archive*, vol. 1, 2008.
- [173] O. UBBINK : *Numerical prediction of two fluid systems with sharp interfaces*. Thèse de doctorat, Imperial College, University of London, 1997.
- [174] H. A. van der VORST : Bi-CGSTAB : A fast and smoothly converging variant of Bi-CG for the solution of nonsymmetric linear systems. *SIAM Journal on scientific and Statistical Computing*, 13(2):631–644, 1992.
- [175] L. van STEENBERG : Design, construction, and testing of a hydrofoil rowing shell. Rap. tech., Ensign, US Navy, United States Naval Academy, 2015.
- [176] T. A. VIDEV et Y. DOI : Unsteady viscous flow simulation around the blade of rowing boat. *Journal of the Society of Naval Architects of Japan*, 173:97–108, 1993.
- [177] J. von ZITZEWITZ, P. WOLF, V. NOVAKOVIĆ, M. WELLNER, G. RAUTER, A. BRUNSCHWEILER et R. RIENER : Real-time rowing simulator with multimodal feedback. *Sports Technology*, 1(6):257–266, 2008.
- [178] J. WACKERS, K. AIT SAID, G. DENG, I. MIZINE, P. QUEUTEY et M. VISONNEAU : Adaptive grid refinement applied to RANS ship flow computation. In *Proceedings of the 28th ONR Workshop on Naval Hydrodynamics*, Pasadena, California, 2010.
- [179] J. WACKERS, G. DENG, A. LEROYER, P. QUEUTEY et M. VISONNEAU : Adaptive grid refinement for hydrodynamic flows. *Computers & Fluids*, 55(55):85–100, 2012.
- [180] J. WACKERS, B. KOREN, H. RAVEN, A. PLOEG, A. STARKE, G. DENG, P. QUEUTEY, M. VISONNEAU, T. HINO et K. OHASHI : Free-surface viscous flow solution methods for ship hydrodynamics. *Archives of Computational Methods in Engineering*, 18(1):1–41, 2011.
- [181] D. K. WALTERS et D. COKLJAT : A three-equation eddy-viscosity model for reynolds-averaged navier-stokes simulations of transitional flow. *Journal of fluids engineering*, 130(12):121401, 2008.
- [182] J. WELLICOME : Report on resistance experiments carried out on three racing shells. *National Physical Laboratory Ship TM*, 184(8):1, 1967.
- [183] J. F. WELLICOME : Some hydrodynamic aspects of rowing. In *Rowing : A Scientific Approach*, p. 22–63. Littlehampton Book Services Ltd, juin 1967.
- [184] D. A. WINTER : *Biomechanics and motor control of human movement*. John Wiley & Sons, 2009.

- [185] F. XIAO, S. II et C. CHEN : Revisit to the THINC scheme : A simple algebraic VOF algorithm. *Journal of Computational Physics*, 230(19):7086 – 7092, 2011.
- [186] D. L. YOUNGS : Time-dependent multi-material flow with large fluid distortion. *Numerical methods for fluid dynamics*, 24(2):273–285, 1982.
- [187] A. A. M. YUSOF, M. N. HARUN, A. SYAHROM et A. H. OMAR : Analysis of hydrodynamic force acting on commercialized rowing blades using computational fluid dynamics. In *7th International Conference on Mechanical and Manufacturing Engineering*, vol. 1831. AIP Publishing, AIP Publishing, 2017.
- [188] A. A. M. YUSOF, A. SYAHROM, M. N. HARUN et A. H. OMAR : Fluid structure interaction of rowing blade for hydrodynamic propulsion to enhance rowing performance. In *MoHE 2014*, p. 37, Kuantan, Pahang, Malaysia, sept. 2014. iMAMS, Universiti Malaysia Pahang.
- [189] C. YVIN : *Interaction fluide-structure pour des configurations multi-corps. Applications aux liaisons complexes, Lois de commande d'actionneur et systèmes souples dans le domaine maritime*. Thèse de doctorat, École Centrale de Nantes, déc. 2014.
- [190] V. M. ZATSIORSKY et N. YAKUNIN : Mechanics and biomechanics of rowing : a review. *International journal of sport biomechanics*, 7:229–281, 1991.
- [191] D. ZHANG et W. ZHENG : International development of the research on the hydrodynamic performance of rowing. In *Future Computer Science and Education (ICFCSE), 2011 International Conference on*, p. 21–25. IEEE, 2011.

Thèse de Doctorat

Yoann Robert

Simulation numérique et modélisation d'écoulements tridimensionnels instationnaires à surface libre. Application au système bateau-avirons-rameur.

Numerical simulation and modelling of tridimensional free-surface flows. Application to the boat-oars-rower system.

Résumé

La thèse s'intéresse aux deux écoulements présents en aviron, autour du bateau et de la palette, et aux interactions avec le système bateau-avirons-rameur. Le premier est inhabituel en hydrodynamique, à cause du cavement important et des mouvements secondaires. La complexité du second provient de l'instationnarité et de la déformation de la surface libre. L'objectif consiste à mettre en œuvre des méthodes numériques performantes et précises puis à les valider pour, à plus long terme, les réutiliser à des fins d'analyse et d'optimisation de la performance en aviron.

Ces simulations instationnaires à surface libre sont coûteuses en ressources pour les codes RANS. Un algorithme de sub-cycling a été développé et validé sur plusieurs cas test, diminuant les temps CPU d'un facteur 3 à 4, sans perte de précision. Il est compatible avec la déformation et le raffinement automatique de maillage.

Deux bases de données expérimentales sont exploitées pour chaque écoulement afin de valider le cadre de simulation. Pour celui autour de la palette, une campagne in situ et une autre en laboratoire sont utilisées. Dans les deux cas, les profils d'efforts sont bien capturés, compte tenu des incertitudes cumulées liées à la mesure indirecte de la cinématique de la palette par rapport à l'eau. Pour le skiff en configuration instationnaire, les efforts fluctuants sont bien capturés, en amplitude et en phase, pour des fréquences typiques. Des écarts inattendus (de l'ordre de 10%) sont constatés sur la valeur moyenne et restent pour le moment sans réponse probante.

La structure d'une co-simulation entre les résolutions des écoulements et celle de la dynamique du système multibody est initiée.

Mots clés

hydrodynamique, IFS, CFD, aviron, sub-cycling, validation

Abstract

The thesis focuses on the two flows occurring in rowing, around the boat and the blade, and on interactions with the boat-oars-rower system. The first flow is unusual in hydrodynamics because of the large surge and secondary motions. The complexity of the second one comes from the unsteadiness and the free surface deformation. The goal is to set up efficient and accurate numerical methods to reproduce these flows and then to validate them for the purpose of analysis and optimisation of the performance in rowing.

Those unsteady computations with free surface are costly in resources for RANS codes. A sub-cycling algorithm was developed and validated on several test cases, allowing to decrease the CPU time by a factor of 3 to 4, without loss of accuracy. It is compatible with mesh deformation and automatic grid refinement.

Two experimental databases are exploited for each flow in order to validate the frame of simulation. For the flow around the blade, an in-situ campaign and a more controlled one conducted in laboratory, are used. In both cases, the profiles of the efforts are well captured, considering the cumulative uncertainties linked to the indirect measurement of the blade kinematics relative to the water. For the skiff in unsteady state, the fluctuating forces are well captured, in terms of amplitudes and phases, for typical frequencies. Unexpected errors (around 10%) are observed for the mean value and remain unexplained for now.

The structure of a co-simulation between the resolutions of the flows and the resolution of the dynamics of the multibody system is initiated.

Key Words

hydrodynamics, FSI, CFD, rowing, sub-cycling, validation