HAL
open science

Études numériques et expérimentales des impacts hydrodynamiques primaires et secondaires lors du tossage de sections de carènes

Yann Richard

To cite this version:

Yann Richard. Études numériques et expérimentales des impacts hydrodynamiques primaires et secondaires lors du tossage de sections de carènes. Milieux fluides et réactifs. ENSTA Bretagne - École nationale supérieure de techniques avancées Bretagne, 2021. Français. NNT : 2021ENTA0001 . tel-03406237

HAL Id: tel-03406237

https://theses.hal.science/tel-03406237

Submitted on 27 Oct 2021

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

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

THESE DE DOCTORAT DE

L'ECOLE NATIONALE SUPERIEURE
DE TECHNIQUES AVANCEES BRETAGNE

ECOLE DOCTORALE N° 602
Sciences pour l'Ingénieur
Spécialité : Mécanique des Milieux Fluides

Par **Yann RICHARD**

Études numériques et expérimentales des impacts hydrodynamiques primaires et secondaires lors du tossage de sections de carènes

Thèse présentée et soutenue à Brest le 7 Janvier 2021

Unité de recherche : Institut de Recherche Dupuy de Lôme – UMR CNRS 6027

Rapporteurs avant soutenance :

M'hamed SOULI	Professeur des Universités, Université de Lille 1 - Villeneuve d'Ascq
Stéphane ABADIE	Professeur des Universités, Université de Pau et des Pays de l'Adour - Anglet

Composition du Jury :

Président :	**Elie RIVOALEN**	Professeur des Universités, INSA Rouen Normandie - Le Havre
Examinateur :	**Céline GABILLET**	Maître de Conférences, IRENav, BCRM de Brest, Ecole navale - Brest
Dir. de thèse :	**Nicolas JACQUES**	Maître de Conférences HDR de l'ENSTA Bretagne - Brest
Co-dir. de thèse :	**Yves-Marie SCOLAN**	Professeur de l'ENSTA Bretagne - Brest
Invités :	**Aboulghit EL MALKI ALAOUI**	Maître de Conférences de l'ENSTA Bretagne - Brest
	Nicolas HEREL	Ingénieur, DGA Techniques Hydrodynamiques - Val-de-Reuil

Thèse de Doctorat de l'ENSTA-Bretagne

ÉCOLE DOCTORALE n°602 : Sciences Pour l'Ingénieur

Mention :

Sciences Pour l'Ingénieur

Spécialité :

Mécanique des Milieux Fluides

Présentée par :

Yann RICHARD

Etudes numériques et expérimentales des impacts hydrodynamiques primaires et secondaires lors du tossage de sections de carènes.

Soutenance prévue le devant le jury composé de :

M. M'hamed Souli	Université Lille 1	*Rapporteur*
M. Stephane Abadie	Université de Pau et des Pays de l'Adour	*Rapporteur*
M. Elie Rivoalen	INSA Rouen Normandie	*Examinateur*
Mme. Céline Gabillet	Ecole Navale	*Examinateur*
M. Nicolas Jacques	ENSTA-Bretagne	*Directeur*
M. Yves-Marie Scolan	ENSTA-Bretagne	*Co-directeur*
M. Aboulghit El Malki Alaoui	ENSTA-Bretagne	*Encadrant*
M. Nicolas Herel	DGA Techniques Hydrodynamiques	*Invité*

Insitut de Recherche Dupuy de Lôme UMR CNRS 6027

ENSTA-Bretagne

2 Rue Francois Verny, 29806 Brest Cedex 9

À mes parents ainsi qu'à mon frère

Remerciements

Je tiens tout d'abord à remercier Nicolas Jacques pour sa disponibilité ainsi que son aide lors des simulations numériques et lors de la rédaction du manuscrit.

Je remercie Yves-Marie Scolan pour son exigence et ses encouragements.

Je remercie Aboulghit El Malki Alaoui pour la réalisation des essais, sa disponibilité et son encadrement de qualité.

Je voudrais également témoigner ma reconnaissance à mes collègues Antoine Morvan et Jérémie Tartière pour leurs précieux conseils.

Je souhaiterai témoigner ma sympathie à l'égard de l'équipe Fluides, Structures et Interactions de l'ENSTA-Bretagne pour leur gentillesse.

Je remercie mon meilleur ami pour sa patience et son soutien pendant cette période de ma vie.

Pour finir, Je remercie énormément ma mère pour son indéfectible soutien et son inébranlable confiance en moi.

Ce mémoire présente des travaux réalisés au sein de l'Institut de Recherche Dupuy de Lôme (IRDL) dans le cadre d'une thèse financée par la Direction Générale de l' Armement (DGA) et Brest Métropole.

Table des matières

1 Introduction **1**

1.1 L'impact hydrodynamique 1

1.2 Problèmes liés aux impacts hydrodynamiques 2

2 Etude bibliographique **7**

2.1 Différentes méthodes pour la modélisation de l'impact hydrodynamique . . 7

2.1.1 Méthodes numériques : résolution des équations d'Euler ou de Navier-Stokes 7

2.1.2 Modèles en théorie des écoulements à potentiel de vitesse 12

2.2 Essais et simulations numériques de séparation d'écoulement et d'impacts secondaires 16

2.2.1 Impact d'un dièdre sur une surface libre au repos 16

2.2.2 Chute libre d'un cylindre 17

2.2.3 Sections d'étraves avec bulbes impactant une surface libre verticalement 18

2.2.4 Section d'étrave impactant la surface libre avec un angle de roulis . 25

2.3 Bilan 27

3 Mise en place de simulations numériques d'impacts hydrodynamiques **29**

3.1 Méthode utilisée : le couplage Euler-Lagrange (CEL) 29

3.1.1 Modèle Eulérien dans ABAQUS 29

3.1.2 Algorithme de couplage 32

3.2 Présentation du modèle numérique 33

3.3 Comparaison avec des résultats de la littérature 34

3.3.1 Dièdres 34

3.3.2 Cylindre 42

3.4 Résumé 45

4 Etude numérique des chargements générés lors d'impacts hydrodynamiques secondaires **47**

4.1 Premiers cas d'étude : section d'étrave avec angle de roulis 47

4.1.1 Définition de la géométrie d'étrave et modélisation 47

4.1.2 Résultats des simulations 50

4.2 Second cas d'étude : dièdres avec bulbes 64

4.2.1 Modélisation des géométries avec bulbes et de dièdres simples de comparaison 64

4.2.2 Résultats des simulations 65

4.2.3 Comparaison entre les chargements pour un impact primaire et un impact secondaire 69

4.3 Résumé 78

5 Étude expérimentale des chargements hydrodynamiques lors d'impacts secondaires **81**

5.1 Dispositif expérimental 81

5.2 Essais d'impact d'une section de carène 83

5.2.1 Maquette et instrumentation 83

5.2.2 Répétabilité des essais 84

5.2.3 Coefficients de pression 88

5.3 Essais d'impact de maquettes avec bulbes et de leurs dièdres équivalents . 90

5.3.1 Dimensionnement des maquettes expérimentales 90

5.3.2 Maquettes réalisées et instrumentation 94

5.3.3 Répétabilité des essais 94

5.3.4 Comparaison des coefficients de pression pour différentes vitesses : maquettes de dièdres simples 96

5.3.5 Comparaison des coefficients de pression pour différentes vitesses : maquettes de dièdres avec bulbes 99

5.4 Comparaison entre les mesures obtenues pour les dièdres simples et dièdres avec bulbes 103

5.5 Résumé 106

6 Comparaisons entre essais et simulations numériques **107**

6.1 Simulations numériques tridimensionnelles d'impact hydrodynamiques . . . 107

6.1.1 Détermination de la taille des éléments 108

6.2 Comparaisons numérique-expérimentale : section de carène 110

6.2.1 Comparaison des efforts hydrodynamiques 110

6.2.2 Comparaison des pressions 112

6.3 Comparaisons numérique-expérimentale : dièdres simples 115

6.3.1 Comparaison des efforts hydrodynamiques 115

6.3.2 Comparaison des pressions 116
6.4 Comparaisons numérique-expérimentale : dièdres avec bulbes 118
6.4.1 Comparaison des efforts hydrodynamiques 118
6.4.2 Comparaison des pressions 119
6.5 Résumé 123

7 Conclusions et perspectives **125**
7.1 Conclusions 125
7.2 Perspectives 126

A Données techniques des capteurs et des portes capteurs **127**

B Plans CAO des maquettes **131**

Table des figures

1.1 Tossage d'un navire. 1

1.2 Illustration des phénomènes de séparation de l'écoulement et d'impact secondaire. 2

1.3 Rupture de la structure du pétrolier "Prestige" suite à une tempête en novembre 2002 (http ://www.hydrolance.net). 2

1.4 Concept d'étrave X-bow pour réduire les effets du slamming (http ://www.ulsteingroup.com).

1.5 Navires destinés au transport du Gaz Naturel Liquéfié (http ://www.bp.com et http ://www.memagazine.org). 3

1.6 Illustration du phénomène de ballotement ([Colagrossi et al., 2006]). . . . 4

1.7 Maillage d'une structure de plate-forme flottante ([Malenica et al., 2010]). 4

1.8 Amerrissage d'urgence d'un A320 dans les eaux de la rivière Hudson le 15 Janvier 2009 (https ://fr.wikipedia.org/wiki/Amerrissage). 5

2.1 Simulation numérique de l'entrée dans l'eau d'un dièdre grâce à la méthode SPH, [Gallet, 2001]. 8

2.2 Variation de la force globale en fonction du temps, [Gallet, 2001]. 8

2.3 Simulation numérique de la séparation d'écoulement lors de l'impact d'un cylindre à l'aide de la méthode SPH ([Sun et al., 2018]) avec la modification PST (Blocage du mouvement des particules situées au niveau de l'interface solide-fluide suivant la direction normale). 9

2.4 Comparaison entre les résultats numériques (Logiciel OpenFOAM, utilisation de la méthode VOF) et expérimentaux lors d'un impact d'une section de carène avec bulbe pour laquelle survient une séparation d'écoulement et un impact secondaire, [Monroy et al., 2016]. 10

2.5 Définition de la géométrie de section d'étrave utilisée pour les simulations numériques réalisées par [Wang and Soares, 2013]. 11

2.6 Schéma illustrant le modèle numérique employé par [Wang and Soares, 2013]. 11

2.7 Champ de pression et surface libre au moment où apparaissent la séparation de l'écoulement et l'impact secondaire pour différents angles de roulis d'après les simulations numériques réalisées [Wang and Soares, 2013]. (a) $\theta = 4.8°, v = -0.57m/s$; (b) $\theta = 9.8°, v = -0.61m/s$; (c) $\theta = 14.7°, v = -0.61m/s$; (d) $\theta = 20.3°, v = -0.75m/s$. 11

2.8 Définition du domaine fluide utilisé dans la formulation BEM appliquée à un problème d'impact hydrodynamique. 12

2.9 Simulations numériques à l'aide de la méthode des éléments de frontière de la séparation d'écoulement au bord d'un dièdre (à gauche) et sur la surface d'un cylindre (à droite), [Zhu, 2006]. 13

2.10 Définition des grandeurs géométriques du problème d'impact hydrodynamique. 14

2.11 Illustration des différents modèles analytiques d'impact. 16

2.12 Visualisation de l'impact d'un dièdre sur une surface libre au repos, pour différents angles de relèvement (à gauche 9°, au milieu 30° et à droite 45°), [Greenhow, 1987]. 17

2.13 Profils de surface libre pendant l'impact d'un cylindre "demi-flottabilité" (de masse volumique égale à la moitié de celle de l'eau) observés par [Greenhow, 1988]. Les lignes vertes correspondent aux résultats numériques (méthode des éléments de frontière) de [Sun, 2007]. 18

2.14 Définition de la géométrie de la section d'étrave utilisée dans [Monroy et al., 2016]. 19

2.15 Dispositif expérimental utilisé dans [Monroy et al., 2016]. 19

2.16 Les six boîtes de raffinement utilisées par [Monroy et al., 2016] pour leurs simulations Open FOAM. 19

2.17 Vue rapprochée de la section d'étrave [Monroy et al., 2016]. 19

2.18 Influence du maillage sur l'évolution de l'effort au niveau du capteur F1 dans les simulations OpenFoam [Monroy et al., 2016]. 20

2.19 Comparaison entre le numérique et l'expérimental au niveau du capteur F1 [Monroy et al., 2016]. 20

2.20 Variation de la force F2 en fonction du temps [Monroy et al., 2016]. 20

2.21 Variation de la pression P2 en fonction du temps [Monroy et al., 2016]. . . 20

2.22 (a) Schéma du dispositif expérimental utilisé par [Xie et al., 2018] et (b) photographie du dispositif expérimental. 21

2.23 Localisation des capteurs de pression (P1 à P17) utilisés dans l'étude expérimentale de [Xie et al., 2018]. 22

2.24 Comparaison entre les coefficients de pression numériques (2D) et expérimentaux (EXP) obtenus par [Xie et al., 2018]. 23

2.25 Différences relatives entre les pics de pression (expérimentaux et numériques 2D) [Xie et al., 2018]. 24

2.26 (a) Schémas des deux géométries utilisées et (b) positions des 5 capteurs de pression utilisés par [Xie et al., 2020a]. 24

2.27 Comparaison entre les coefficients de pression mesurés par [Xie et al., 2020a] pour le modèle 1 (avec bulbe) et la modèle 2 (sans bulbe). Les courbes de (a) à (d) correspondent respectivement aux capteurs P1 à P4. La hauteur de chute est de 7 m. 25

2.28 Géométrie de la section de navire considérée par [Arai and Matsunaga, 1989]. 26

2.29 Séparation de l'écoulement et impact secondaire obtenus par [Sun and Faltinsen, 2008] à l'aide de simulations par éléments de frontière. 26

2.30 Variation de la vitesse de la maquette et des pressions d'impact en fonction du temps. Les lignes en pointillés correspondent aux simulations simulations BEM de [Sun and Faltinsen, 2008] et les lignes pleines aux mesures de [Arai and Matsunaga, 1989]. 27

3.1 Illustration de la méthode VOF pour un cas bidimensionnel simple. 30

3.2 Illustration de la méthode de couplage fluide-structure par pénalisation utilisée dans ABAQUS ([SIMULIA, 2008]). 33

3.3 Illustration du modèle numérique 2D utilisé pour les simulations d'impacts de dièdres. 34

3.4 Illustration du modèle BEM de [Bao et al., 2016]. 35

3.5 Comparaisons des coefficients d'effort obtenus avec ABAQUS pour des angles de relèvement, (a) $\beta = 10°$, (b) $\beta = 20°$ et (c) $\beta = 30°$, avec les résultats de [Bao et al., 2016], [Iafrati and Battistin, 2003] et de [Tassin et al., 2014]. 36

3.6 Comparaison des valeurs maximales de coefficient d'efforts obtenues avec ABAQUS, pour différents angles de relèvement β, avec les résultats de [Korobkin, 2004] et de [Iafrati and Battistin, 2003]. 37

3.7 Illustration de la géométrie des dièdres et de la position des capteurs de pression considérés dans les simulations numériques. Les angles de relèvement sont (a) $\beta = 20°$, (b) $\beta = 30°$ et (c) $\beta = 40°$. 39

3.8 Comparaison des Cp obtenus pour des angles de relèvement, (a) $\beta = 20°$, (b) $\beta = 30°$ et (c) $\beta = 40°$, grâce au module CEL d'ABAQUS avec les résultats de [Wang and Faltinsen, 2017] obtenus par la méthode des similitudes. 40

3.9 Évolution de la valeur maximale du coefficient de pression avec l'angle de relèvement β. Les résultats obtenus avec ABAQUS sont comparés à ceux des modèles analytiques de [Korobkin, 2004]. 42

3.10 Comparaison de l'évolution du coefficient de force lors de l'impact d'un cylindre, obtenue à l'aide du module CEL d'ABAQUS, avec différents résultats de la littérature. 43

3.11 Visualisation de la séparation d'écoulement lors de l'impact d'un cylindre ; (a) simulations réalisée par [Larsen, 2013], (b) simulations réalisées à l'aide d'ABAQUS. 44

4.1 Géométrie de la section d'étrave et positions des capteurs de pression. . . . 48

4.2 Configuration du modèle d'impact d'une section de carène. Pour certaines simulations, la section sera inclinée d'un angle de roulis θ. 49

4.3 Influence de la taille des éléments dans la zone d'impact sur l'effort vertical agissant sur la section de carène. L'angle de roulis est égale à 0 et la vitesse d'impact est de 10 m/s. 50

4.4 Illustration du maillage utilisé dans la zone d'impact lors des simulations présentées dans la suite de cette section. La taille des éléments Eulériens est de 1 mm. 51

4.5 Courbes de gains pour différents filtres disponibles dans ABAQUS ([ABAQUS, 2016c]). 52

4.6 Variation temporelle de la force verticale avec et sans filtre appliqué. Le maillage de référence a été utilisé. 53

4.7 Variation temporelle de la force verticale avec un filtre Butterworth pour différentes fréquences de coupure. 54

4.8 Variation des forces verticales et horizontales sur la section d'étrave en fonction du temps. La vitesse d'impact est V=10 m/s et différents angles de roulis sont considérés : (a) $\theta = 0°$; (b) $\theta = 5°$; (c) $\theta = 7°$; (d) $\theta = 8°$; (e) $\theta = 10°$; (f) $\theta = 15°$. 56

4.9 Comparaison entre les coefficients de forces numériques pour la section d'étrave obtenus pour des vitesses de 10 m/s et 15 m/s et pour un angle de roulis $\theta = 0°$. 57

4.10 Évolution temporelle des pressions locales au niveau des capteurs (P1 à P6 voir figure 4.1) lors de l'impact de la section d'étrave à V=10 m/s et pour différents angles de roulis : (a) $\theta = 0°$; (b) $\theta = 5°$; (c) $\theta = 7°$; (d) $\theta = 8°$; (e) $\theta = 10°$; (f) $\theta = 15°$. 59

4.11 Distribution de vitesse dans le fluide à t = 0.012 s lors de l'impact de la section de carène. La vitesse d'impact est de 10 m/s et différents angles de roulis sont considérés : (a) $\theta = 0°$; (b) $\theta = 5°$; (c) $\theta = 7°$; (d) $\theta = 8°$; (e) $\theta = 10°$; (f) $\theta = 15°$ (Les valeurs présentées sont données en mm/s). 61

4.12 Distribution de pression dans le fluide lors de l'impact de la section de carène à 10 m/s pour différents angles de roulis : (a) à t=0.014 s pour $\theta = 0°$; (b) à t=0.012 s pour $\theta = 5°$; (c) à t=0.011 s pour $\theta = 7°$; (d) à t=0.010 s pour $\theta = 8°$; (e) à t=0.011 s pour $\theta = 10°$; (f) à t=0.011 s pour $\theta = 15°$. Les valeurs présentées sont données en MPa. 63

4.13 Géométries des dièdres avec bulbes d'angles de relèvement $\beta = 10°$ et $\beta = 20°$, ainsi que des dièdres simples de comparaison. 64

4.14 Géométries des dièdres avec bulbes d'angles de relèvement $\beta = 30°$ et $\beta = 40°$, ainsi que des dièdres de comparaison. 65

4.15 Évolution temporelle de la force verticale agissant sur les dièdres avec bulbes. Différents angles de relèvement variant de $\beta = 10°$ à $\beta = 40°$ sont considérés. Pour une vitesse d'impact constante V=10 m/s. 66

4.16 Variation temporelle des pressions au niveau des capteurs P1 à P5 (voir figure 4.13 et 4.14) des dièdres avec bulbes, pour différents angles de relèvement ($\beta = 10°$ à $\beta = 40°$). La vitesse d'impact est V=10 m/s. 67

4.17 Visualisation de la géométrie de la surface du liquide à différents instants, (a) t=2.5 ms, (b) t=4.16 ms, (c) t=6.67 ms, (d) t=12.5 ms et (e) t=14.2 ms lors de l'impact d'un dièdre avec bulbe d'angle $\beta = 10°$ avec une vitesse V=10 m/s. 68

4.18 Évolution des pressions maximales d'impact P1 à P5 (voir figures 4.13 et 4.14) des dièdres avec bulbes pour V=10 m/s en fonction de l'angle de relèvement β. 69

4.19 Comparaison des coefficients de force pour les dièdres simples et dièdres avec bulbes pour différents angles de relèvement : $(a)\beta = 10°$, $(b)\beta = 20°$, $(c)\beta = 30°$ et $(d)\beta = 40°$. 70

4.20 Comparaison des coefficients de pression pour le dièdre simple et celui avec bulbe au niveau des capteurs P2 à P5 (voir figure 4.13) pour un angle de relèvement $\beta = 10°$. 72

4.21 Comparaison des coefficients de pression pour le dièdre simple et celui avec bulbe au niveau des capteurs P1b à P5 (voir figure 4.13) pour un angle de relèvement $\beta = 20°$. 74

4.22 Comparaison des coefficients de pression pour le dièdre simple et celui avec bulbe au niveau des capteurs P1b à P5 (voir figure 4.14) pour un angle de relèvement $\beta = 30°$. 76

4.23 Comparaison des coefficients de pression pour le dièdre simple et celui avec bulbe au niveau des capteurs P2 à P5 (voir figure 4.14) pour un angle de relèvement $\beta = 40°$. 77

4.24 Visualisation de la surface du liquide au moment des seconds pics de pression pour les dièdres avec bulbes d'angles : (a) $\beta = 10°$ (à t=0.014 s) ; (b) $\beta = 20°$ (à t=0.016 s) ; (c) $\beta = 30°$ (à t=0.019 s) ; (d) $\beta = 40°$ (à t=0.024 s). La vitesse d'impact est de 10 m/s. 78

5.1 Photographie de la maquette de section d'étrave suspendue au piston de la machine choc (à gauche) et photographie du dispositif expérimental avec la cuve (à droite). 82

5.2 Illustration du montage d'une maquette (ici un cône) et de différents capteurs utilisés lors des essais. 82

5.3 Variation de la force exercée sur l'extrémité du piston en fonction de la tension relative mesurée ([Malki et al., 2012]). 82

5.4 Schéma du système utilisé pour identifier le moment de contact entre le solide et le fluide. 83

5.5 Exemple de variation du signal de tension enregistré au moment du premier contact de la maquette avec l'eau. 83

5.6 Photographies de la maquette de section de carène : à gauche, vue de face ; à droite, vue de dessus montrant les capteurs de pression. 84

5.7 Répétabilité de la vitesse de l'essai (calculée à partir de l'intégration de l'accélération) pour une vitesse de consigne V=10 m/s. Maquette de section de carène. 85

5.8 Répétabilité de la vitesse de l'essai (calculée à partir de l'intégration de l'accélération) pour une vitesse de consigne V=15 m/s. Maquette de section de carène. 85

5.9 Illustration des forces totale, inertielle et hydrodynamique obtenues lors d'un essais d'impact de section de carène avec une vitesse V=10 m/s. . . . 85

5.10 Répétabilitée de l'effort d'impact hydrodynamique mesuré pour V=10 m/s. Maquette de section de carène. 86

5.11 Répétabilitée de l'effort d'impact hydrodynamique mesuré pour V=15 m/s. Maquette de section de carène. 86

5.12 Répétabilité des pressions au niveau des capteurs P1 à P6 de la maquette de section de carène (voir figure 4.1) pour $V = 10m/s$ 87

5.13 Comparaison entre les coefficients de pression au niveau des capteurs P1 à P6 (voir figure 4.1) obtenus pour des vitesses de 10 m/s et 15 m/s. Maquette de section de carène. 89

5.14 Modélisation des maquettes avec bulbe d'étrave ($\beta = 20°$ à gauche et $\beta = 30°$ à droite) 90

5.15 Modélisation des maquettes de dièdres ($\beta = 20°$ à gauche et $\beta = 30°$ à droite) 91

5.16 Zones d'applications de la pression (indiquées par des flèches) pour les modèles éléments finis statiques utilisés pour le dimensionnement des maquettes de dièdre avec bulbe ($\beta = 20°$ à gauche et $\beta = 30°$ à droite) 91

5.17 Zones d'applications de la pression (indiquées par des flèches) pour les modèles éléments finis statiques utilisés pour le dimensionnement des maquettes de dièdres ($\beta = 20°$ à gauche et $\beta = 30°$ à droite) 92

5.18 Zone d'encastrement dans les modèles éléments finis statiques et d'analyse modale 92

5.19 Déplacements (donnés en mm) liés aux déformations pour les maquettes de type dièdre avec bulbe ($\beta = 20°$ à gauche et $\beta = 30°$ à droite) 93

5.20 Déplacements (donnés en mm) liés aux déformations pour les dièdres simples ($\beta = 20°$ à gauche et $\beta = 30°$ à droite) 93

5.21 1er mode de vibration des maquettes de type dièdre avec bulbe ($\beta = 20°$ à gauche et $\beta = 30°$ à droite) 94

5.22 1er mode de vibration des dièdres simples ($\beta = 20°$ à gauche et $\beta = 30°$ à droite) 94

5.23 Répétabilité des mesures d'effort d'impact pour le dièdre d'angle $\beta = 30°$. A gauche : V=10 m/s ; à droite : V=12 m/s. 95

5.24 Répétabilité des pressions mesurées (capteurs P1b à P4, voir figure 4.14) sur la maquette de dièdre d'angle $\beta = 30°$ pour V = 10 m/s 96

5.25 Comparaison des coefficients de pression (capteurs P1b à P4, voir figure 4.13) obtenus pour des vitesses V=10m/s et V=15 m/s pour un dièdre d'angle $\beta = 20°$ 97

5.26 Comparaison expérimentale des coefficients de pression (P1b à P4) voir figure 4.14 pour des vitesses V=10m/s et V=12 m/s pour un dièdre d'angle $\beta = 30°$ 98

5.27 Comparaison des coefficients de pression (capteurs P1b à P4, voir figure 4.13) pour des vitesses V=10m/s et V=15 m/s pour un dièdre avec bulbe d'angle $\beta = 20°$. 100

5.28 Comparaison des coefficients de pression (capteurs P1b à P4, voir figure 4.14) pour des vitesses V=10m/s et V=15 m/s pour un dièdre avec bulbe d'angle $\beta = 30°$. 102

5.29 Comparaison des coefficients de force liés à un impact primaire (dièdre simple) et à un impact secondaire (dièdre avec bulbe), pour des angles $\beta = 20°$ (gauche) et $\beta = 30°$ (droite). La vitesse d'impact est V=10 m/s. . 103

5.30 Comparaison des coefficients de pression (au niveau des capteurs P1b à P4, voir figure 4.13) liés à un impact primaire (dièdre simple) à ceux liés à un impact secondaire (dièdre avec bulbe) pour un angle $\beta = 20°$. La vitesse d'impact est V=10 m/s. 104

5.31 Comparaison des coefficients de pression (au niveau des capteurs P1b à P4, voir figure 4.14) liés à un impact primaire (dièdre simple) à ceux liés à un impact secondaire (dièdre avec bulbe) pour un angle $\beta = 30°$. La vitesse d'impact est 10 m/s. 105

6.1 Illustration des deux symétries utilisées (zones rouges) pour le modèle de section de carène $3D$, à gauche la symétrie selon l'axe $\vec{X}$ et à droite la symétrie selon l'axe $\vec{Z}$. 108

6.2 Illustration des conditions de non réflexion (symbolisées par des flèches vertes) utilisées pour le modèle de section de carène $3D$. 108

6.3 Variation temporelle de la force verticale obtenue avec le modèle 3D de section de carène pour différentes tailles de mailles. 109

6.4 Évolution de la force maximale obtenue avec le modèle 3D de section de carène en fonction du nombre d'éléments. 110

6.5 Efforts numériques et expérimentaux pour V=10 m/s. Maquette de section de carène. 111

6.6 Efforts numériques et expérimentaux pour V=15 m/s. Maquette de section de carène. 111

6.7 Comparaison entre les coefficients de forces expérimentaux et numériques pour des vitesses de 10 m/s et 15 m/s. Maquette de section de carène. . . . 112

6.8 Évolution temporelle des pressions numériques 2D et expérimentales sur les différents capteurs de pression (P1 à P6, voir figure 4.1) pour une vitesse V=10m/s. Maquette de section de carène. 114

6.9 Comparaison numérique-expérimentale des coefficients de forces pour des dièdres d'angles de relèvement $\beta = 20°$ (à gauche) et $\beta = 30°$ (à droite). Les vitesses d'impact sont de 10 m/s et 15 m/s ($\beta = 20°$) et sont de 10 m/s et 12 m/s ($\beta = 30°$) pour les résultats expérimentaux. 115

6.10 Comparaison numérique-expérimentale des coefficients de pression (correspondants aux différents capteurs P1b à P4, voir figure 4.13) pour la maquette de dièdre d'angle $\beta = 20°$. La vitesse d'impact est de 10 m/s. 116

6.11 Comparaison numérique-expérimentale des coefficients de pression (correspondants aux différents capteurs P1b à P4, voir figure 4.14) pour la maquette de dièdre d'angle $\beta = 30°$. La vitesse d'impact est de 10 m/s. 117

6.12 Comparaison numérique-expérimentale des coefficients de forces pour des dièdres avec bulbes pour différents angles de relèvement, $\beta = 20°$ (à gauche) et $\beta = 30°$ (à droite). 118

6.13 Comparaison numérique-expérimentale des coefficients de pression (correspondants aux différents capteurs de pression P1b à P4, voir figure 4.13) pour un dièdre avec bulbe d'angle $\beta = 20°$. La vitesse d'impact est de 10 m/s. 121

6.14 Comparaison numérique-expérimentale des coefficients de pression (correspondants aux différents capteurs de pression P1b à P4, voir figure 4.14) pour un dièdre avec bulbe d'angle $\beta = 30°$. La vitesse d'impact est de 10 m/s. 122

A.1 Données techniques des capteurs de pression utilisés pendant les campagnes expérimentales 129

A.2 Plan CAO des portes-capteurs de pression utilisés pendant les essais sur la section de carène 130

B.1 Plans CAO des maquettes de dièdres avec bulbes ($\beta = 20°$ en haut et $\beta = 30°$ en bas) 132

B.2 Plans CAO des maquettes de dièdres simples avec bulbes ($\beta = 20°$ en haut et $\beta = 30°$ en bas) 133

Liste des tableaux

3.1 Paramètres de l'équation d'état pour l'eau. 32

3.2 Positions des capteurs de pression utilisés dans les simulations ABAQUS d'impacts de dièdres. 38

3.3 Tableau récapitulatif des Cp_{max} pour les dièdres. 40

4.1 Coordonnées des positions des capteurs de mesure (les coordonnées correspondent au centre du capteur par rapport au point le plus bas de l'étrave, O). 48

4.2 Tableau répertoriant les valeurs des efforts maximaux obtenus avec les différents maillages utilisés pour les simulations d'impact de la section de carène. 50

4.3 Coordonnées des positions des capteurs de pression ($\beta = 10°$). 64

4.4 Coordonnées des positions des capteurs de pression ($\beta = 20°$). 65

4.5 Coordonnées des positions des capteurs de mesures ($\beta = 30°$). 65

4.6 Coordonnées des positions des capteurs de mesures ($\beta = 40°$). 65

4.7 Tableau comparatif des coefficients de forces numériques du dièdre et du dièdre avec bulbe. 71

4.8 Tableau comparatif des coefficients de pression pour le dièdre simple et le dièdre avec bulbe pour un angle de relèvement $\beta = 10°$. 72

4.9 Tableau comparatif des coefficients de pression pour le dièdre simple et le dièdre avec bulbe pour un angle de relèvement $\beta = 20°$. 75

4.10 Tableau comparatif des coefficients de pression numériques pour le dièdre simple et le dièdre avec bulbe pour un angle de relèvement $\beta = 30°$. 77

4.11 Tableau comparatif des coefficients de pression pour le dièdre simple et le dièdre avec bulbe pour un angle de relèvement $\beta = 40°$. 78

5.1 Tableau comparatif des valeurs maximales des coefficients de pression obtenues pour des vitesses de 10 m/s et 15 m/s 88

5.2 Propriétés mécaniques et physiques de l'aluminium et de l'acier 91

5.3 Coefficients de pressions maximaux pour un dièdre d'angle $\beta = 20°$ et des vitesses V=10m/s et V=15 m/s. L'écart relatif entre les valeurs est aussi présenté. 97

5.4 Coefficients de pressions maximaux pour un dièdre d'angle $\beta = 30°$ et des vitesses V=10m/s et V=12 m/s. L'écart relatif entre les valeurs est aussi présenté. 99

5.5 Coefficients de pressions maximaux pour un dièdre avec bulbe d'angle $\beta =$ 20° et des vitesses V=10 m/s et V=15 m/s. L'écart relatif entre les valeurs est aussi présenté. 101

5.6 Coefficients de pressions maximaux pour un dièdre avec bulbe d'angle $\beta =$ 30° et des vitesses V=10 m/s et V=15 m/s. L'écart relatif entre les valeurs est aussi présenté. 103

5.7 Tableau comparatif des valeurs maximales des coefficients de force obtenues avec les dièdres simples et les dièdres avec bulbe. 104

5.8 Tableau comparatif des coefficients de pression maximums du dièdre simple et du dièdre avec bulbe pour un angle $\beta = 20°$ et une vitesse V=10 m/s. . 106

5.9 Tableau comparatif des coefficients de pression maximums du dièdre simple et du dièdre avec bulbe pour un angle $\beta = 30°$ et une vitesse V=10 m/s. . 106

6.1 Efforts maximaux numériques et expérimentaux, ainsi que l'écart relatif Δ entre les deux grandeurs. Maquette de section de carène. 111

6.2 Écart relatif entre les valeurs maximales des pressions numériques 2D et expérimentales. Maquette de section de carène. 113

6.3 Coefficients de forces maximaux numériques et expérimentaux, ainsi que l'écart relatif Δ entre les deux grandeurs, pour un dièdre d'angle $\beta = 20°$. . 115

6.4 Coefficients de force maximaux numériques et expérimentaux, ainsi que l'écart relatif Δ entre les deux grandeurs, pour un dièdre d'angle $\beta = 30°$. . 116

6.5 Écarts relatifs entre les valeurs maximales des coefficients de pressions numériques et expérimentaux pour un dièdre d'angle $\beta = 20°$ et $\beta = 30°$. La vitesse d'impact est de 10 m/s. 118

6.6 Coefficients de force maximaux numériques et expérimentaux, ainsi que l'écart Δ entre les deux grandeurs, pour un dièdre avec bulbe d'angle $\beta = 20°$. 119

6.7 Coefficients de force maximaux numériques et expérimentaux, ainsi que l'écart Δ entre les deux grandeurs, pour un dièdre avec bulbe d'angle $\beta = 30°$. 119

6.8 Écart relatif entre les valeurs maximales des coefficients de pressions numériques et expérimentaux pour les dièdres avec bulbe d'angles $\beta = 20°$ et $\beta = 30°$ 123

Chapitre 1

Introduction

Ces travaux concernent la modélisation et l'étude des phénomènes d'impact secondaire et de séparation d'écoulement lors du tossage des navires. Dans cette introduction nous présentons le contexte industriel et scientifique, ainsi que l'orientation donnée à ces travaux.

1.1 L'impact hydrodynamique

Un impact hydrodynamique définit un choc entre d'une part un liquide et d'autre part un solide. Ce phénomène est très courant dans la nature et constitue une problématique dans de nombreux domaines, notamment dans l'ingénierie navale où il est plus connu sous le nom de tossage ou slamming (en anglais). Ce phénomène se produit lorsque l'étrave d'un navire (figure 1.1) oscille verticalement et percute la surface de la mer. Suite à cela, dans certains cas il se produit une séparation d'écoulement (figure 1.2) qui engendre un mouvement violent et une déformation importante de la surface libre qui peut impacter la partie haute de la carène (impact secondaire). L'étude des impacts secondaires est la motivation principale de cette thèse.

Figure 1.1 – Tossage d'un navire.

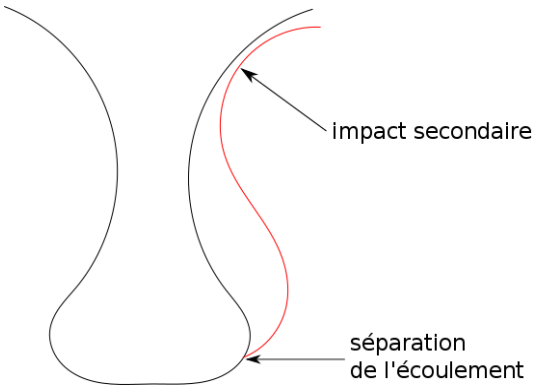


Figure 1.2 – Illustration des phénomènes de séparation de l'écoulement et d'impact secondaire.

1.2 Problèmes liés aux impacts hydrodynamiques

Les impacts hydrodynamiques se manifestent sous différentes formes dans le domaine naval (voir [Committee, 2006]). Dans le cas du tossage, c'est principalement l'étrave (bow-flare slamming) et le bordé de fond (bottom slamming) situés à l'avant du navire qui sont affectées. Le bordé de fond situé à l'arrière du navire peut également être soumis à des impacts hydrodynamiques (aftbody slamming, voir [Kapsenberg et al., 2006]). Les chocs liés aux impacts hydrodynamiques entraînent également des vibrations de l'ensemble de la structure d'un navire, on parle de fouettement (whipping). Ce phénomène peut entraîner à la longue un endommagement par fatigue (voir [Faltinsen, 2005] et [Tuitman and Malenica, 2008]).

Le tossage produit des chargements hydrodynamiques très importants pendant un très court instant. Combinés à un endommagement préalable par fatigue ou des problèmes de corrosion, ces chargements intenses sont susceptibles de causer localement des dommages importants, voire irrémédiables (figure 1.3). De tels dommages peuvent avoir des conséquences dramatiques (perte humaine, marée noire...) en cas de naufrage. Les efforts liés au slamming affectent de manière importante la durée de vie et la fiabilité des navires.

Figure 1.3 – Rupture de la structure du pétrolier "Prestige" suite à une tempête en novembre 2002 (http ://www.hydrolance.net).

Les chargements hydrodynamiques liés aux impacts sont d'une certaine façon pris en compte lors du dimensionnement des structures navales. Cela a conduit les architectes navals à développer certains concepts innovants comme l'étrave inversée X-bow, conçu entre autre pour réduire les effets du slamming (figure 1.4)

Figure 1.4 – Concept d'étrave X-bow pour réduire les effets du slamming (http ://www.ulsteingroup.com).

Un autre exemple d'impact hydrodynamique est lié au ballotement (sloshing) dans un réservoir partiellement rempli. Dans ce cas, le liquide contenu dans le réservoir frappe la paroi interne par vagues successives, ce qui, à partir d'un certain niveau d'effort, engendre une fatigue de la structure pouvant conduire à la rupture. On est particulièrement attentif à ce problème lors de la conception des navires destinés au transport du Gaz Naturel Liquéfié (LNG pour Liquid Natural Gas, voir figure 1.5), de part les quantités de fluide transportées (plus de 100000 m^3) et les risques que comporterait une fuite. En figure 1.6, on peut voir différents clichés d'un essai de ballotement dans une cuve rectangulaire ([Colagrossi et al., 2006]).

Figure 1.5 – Navires destinés au transport du Gaz Naturel Liquéfié (http ://www.bp.com et http ://www.memagazine.org).

Les structures offshores sont, quant à elles, soumises à des impacts de vagues. La figure 1.7 représente la structure d'une plate-forme flottante ([Malenica et al., 2010]). On peut observer la présence de pilier verticaux et horizontaux de formes cylindriques circulaires pouvant être soumis à des impacts de vagues.

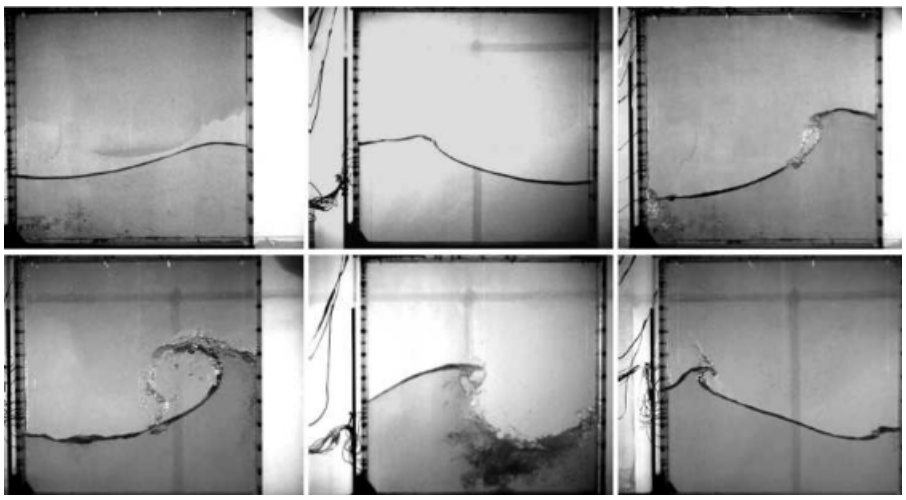


Figure 1.6 – Illustration du phénomène de ballotement ([Colagrossi et al., 2006]).

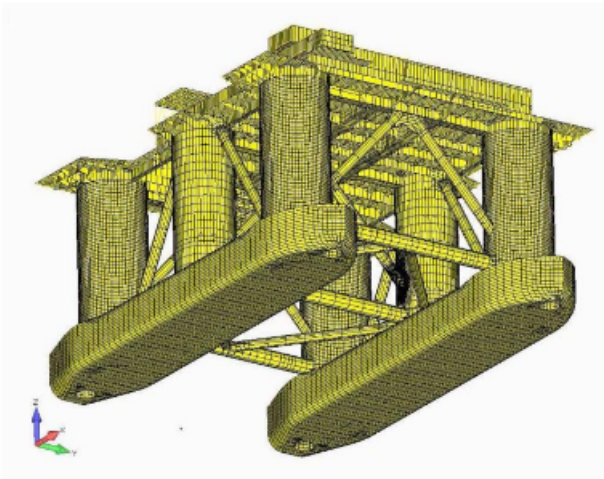


Figure 1.7 – Maillage d'une structure de plate-forme flottante ([Malenica et al., 2010]).

Figure 1.8 – Amerrissage d'urgence d'un A320 dans les eaux de la rivière Hudson le 15 Janvier 2009 (https ://fr.wikipedia.org/wiki/Amerrissage).

La problématique des impacts hydrodynamiques est présente également dans le secteur de l'aéronautique. D'ailleurs, les premiers modèles théoriques d'impacts hydrodynamiques ont été proposés par [VonKarman, 1929] et [Wagner, 1932] pour étudier l'amerrissage des hydravions. Aujourd'hui, le problème de l'amerrissage d'urgence (ditching) est un sujet d'actualité, aussi bien pour les avions que pour les hélicoptères (voir [Malleron, 2009] et [Toso, 2009]), comme le montre la photographie de l'amerrissage d'urgence d'un A320 (figure 1.8). Notons que l'amerrissage se distingue du tossage par un rapport entre vitesse horizontale et vitesse verticale nettement plus important.

Compte-tenu du contexte industriel motivant ces travaux, il nous faut déterminer et valider une méthode appropriée pour modéliser les impacts hydrodynamiques secondaires. Dans le chapitre 2, nous nous intéressons aux principales méthodes utilisées dans la littérature scientifique pour modéliser les impacts hydrodynamiques, dans le but d'identifier une méthode qui pourrait convenir aux phénomènes étudiés. Le chapitre 3 détaille la méthode numérique que nous avons utilisée pour la détermination des chargements hydrodynamiques agissant sur le corps impactant. Le chapitre 4 présente les résultats numériques obtenus sur des géométries permettant de générer des impacts secondaires. Le chapitre 5 présente le dispositif, le protocole et le dimensionnement des maquettes expérimentales utilisées lors des campagnes expérimentales. Le chapitre 6 expose une comparaison et une analyse des résultats numériques et expérimentaux.

Chapitre 2

Etude bibliographique

Dans ce chapitre nous proposons une étude bibliographique sur les principales approches analytiques, numériques et expérimentales permettant d'étudier les impacts hydrodynamiques.

2.1 Différentes méthodes pour la modélisation de l'impact hydrodynamique

2.1.1 Méthodes numériques : résolution des équations d'Euler ou de Navier-Stokes

Certaines méthodes appelées CFD (Computational Fluid Dynamics) sont basées sur la résolution des équations d'Euler ou de Navier-Stokes. Dans ce cas, la vitesse de chaque particule fluide $\vec{U}$, ainsi que la pression hydrodynamique P sont les inconnues du problème. Voici par exemple la formulation Lagrangienne des équations d'Euler :

$$\begin{cases} \frac{D\rho}{Dt} = -\rho div\vec{U}, \\ \frac{D\vec{U}}{Dt} = -\frac{1}{\rho}\vec{grad}(P) + \vec{g} \end{cases} \tag{2.1}$$

avec ρ la masse volumique du fluide et $\vec{g}$ l'accélération de la pesanteur. Les principales méthodes utilisées pour la modélisation des impacts hydrodynamiques seront évoquées par la suite.

Méthode SPH

La méthode SPH (Smoothed Particle Hydrodynamics) est une méthode développée initialement pour des applications dans le domaine de l'astrophysique [Monaghan, 1994] et [Benz, 1989]. Le principe est que le domaine physique qui nous intéresse est discrétisé en particules qui suivent le mouvement du fluide et sont soumises généralement aux équations d'Euler. Cette méthode est Lagrangienne et les équations sont écrites généralement sous une forme conservative. En ce qui concerne son utilisation dans le domaine de l'impact hydrodynamique, nous considérons deux domaines qui sont : le fluide et le corps rigide impactant. Les particules sont les points d'interpolation et les grandeurs mécaniques du problème sont déterminées en ces points. Ces grandeurs sont la masse des particules, la vitesse, la masse volumique et la pression. On approxime un champ vectoriel $\vec{U}$ sur un

domaine ω par l'ensemble des particules en utilisant la formule 2.2. Celle-ci fait intervenir une fonction de lissage $W(\|\vec{x}-\vec{y}\|, h)$ (appelée aussi noyau) faisant intervenir une longueur de lissage h. Cette dernière définie les interactions des particules (en particulier le nombre de "voisins" avec lesquels une particule interagit).

$$\vec{U}(\vec{x}) = \int_{\omega} \vec{U}(\vec{y}) W(\|\vec{x} - \vec{y}\|, h) d\omega \tag{2.2}$$

avec

$$\int_{\omega} W(\|\vec{x} - \vec{y}\|, h) d\omega = 1 \tag{2.3}$$

Les interactions entre les différentes particules dépendent du choix de la longueur de lissage h. Pour la simulation de l'impact hydrodynamique cette méthode à notamment été utilisée par [Gallet, 2001], un exemple est exposé ci-dessous :

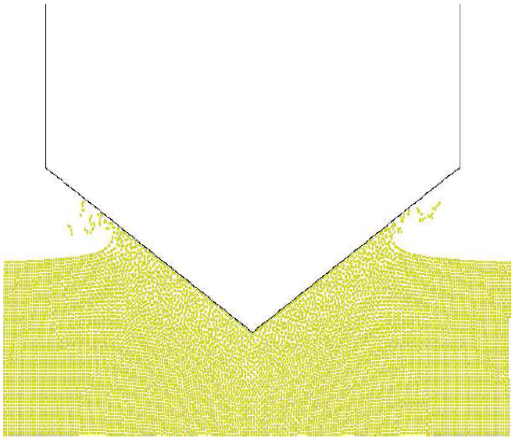


Figure 2.1 – Simulation numérique de l'entrée dans l'eau d'un dièdre grâce à la méthode SPH, [Gallet, 2001].

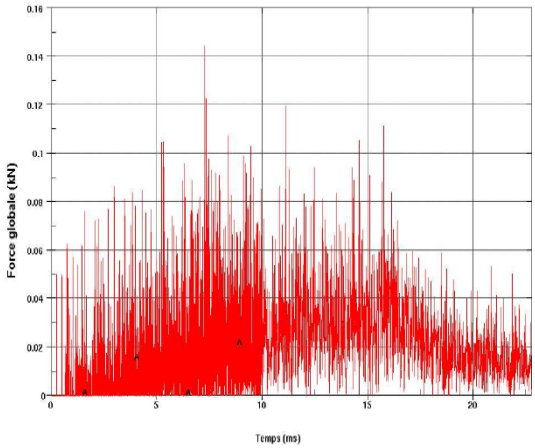


Figure 2.2 – Variation de la force globale en fonction du temps, [Gallet, 2001].

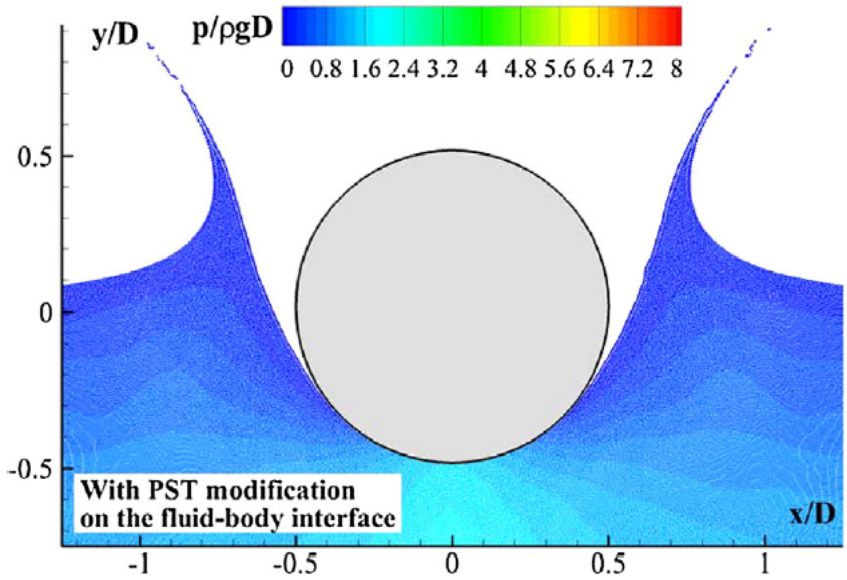


Figure 2.3 – Simulation numérique de la séparation d'écoulement lors de l'impact d'un cylindre à l'aide de la méthode SPH ([Sun et al., 2018]) avec la modification PST (Blocage du mouvement des particules situées au niveau de l'interface solide-fluide suivant la direction normale).

La courbe d'effort figure 2.2 présente des oscillations supposées dues au "bruit" et nécessite pour être exploitée l'utilisation d'un filtre fréquentiel passe-bas. Cependant, depuis les années 2000, de nombreux travaux ont été menés pour améliorer les performances de la méthode SPH. On peut citer, en lien avec notre problématique, les travaux d' [Oger et al., 2006a] qui ont portés sur les propriétés de convergence et de stabilité de différentes formulations de la méthode SPH. Sur cette base, ils ont pu réaliser des simulations d'impacts de dièdres et obtenu des résultats en accord avec l'expérience, et ne présentant pas de bruit numérique excessif [Oger et al., 2006b]. On peut aussi citer les travaux de [Sun et al., 2018] qui ont développé un modèle SPH permettant de décrire la séparation de l'écoulement lors de l'impact d'un cylindre, voir figure 2.3. Un inconvénient, souvent mentionné concernant la méthode SPH, est un coût CPU très important. Néanmoins grâce au progrès du calcul "haute-performance", il est maintenant possible de traiter des problèmes industriels complexes à l'aide de cette méthode, comme des amerrissages d'avions ou d'hélicoptères, voir [Xiao et al., 2017] et [Oger et al., 2020].

Méthode VOF : une méthode Eulérienne de suivi de surface libre

La méthode VOF (Volume of Fluid) a été proposée par [Hirt and Nichols, 1981] pour décrire des écoulements présentant une surface libre (ou interface). Contrairement à la méthode SPH, il ne s'agit pas d'une méthode numérique "complète". Elle doit être utilisée avec un schéma de discrétisation de type différences finies, volumes finis ou éléments finis. La méthode VOF est généralement utilisée avec un formalisme Eulérien : le maillage est fixe et le fluide s'écoule au travers des cellules de calcul. On définit la position de la surface libre ou plus exactement la position des différents fluides dans le maillage à l'aide de grandeurs appelées fractions volumiques de fluides. La fraction volumique vaut 1 lorsque la cellule est totalement remplie du fluide considéré, elle vaut 0 si la cellule est vide ou remplie d'un autre fluide. Si la fraction volumique est comprise entre 0 et 1, cela

signifie que la cellule se trouve sur l'interface entre les deux fluides ou sur la surface libre. Un inconvénient de cette façon de faire est que la surface libre est diffuse. En effet, la largeur sur laquelle la fraction volumique passe de 0 à 1 est forcément supérieure à la taille des cellules de calcul.

La méthode VOF à déjà été appliquée à la modélisation de phénomènes de séparation de l'écoulement et d'impact secondaire par [Monroy et al., 2016], en considérant une géométrie représentant une section d'étrave, voir figure 2.4.

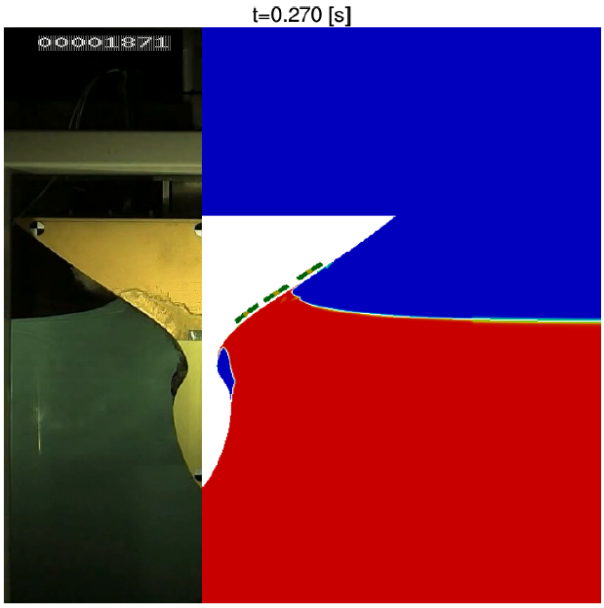


Figure 2.4 – Comparaison entre les résultats numériques (Logiciel OpenFOAM, utilisation de la méthode VOF) et expérimentaux lors d'un impact d'une section de carène avec bulbe pour laquelle survient une séparation d'écoulement et un impact secondaire, [Monroy et al., 2016].

[Wang and Soares, 2013] ont repris la géométrie d'étrave (figure 2.5) utilisée dans l'étude expérimentale de [Aarsnes, 1996] et ont considérés différents angles de roulis (figure 2.6). Des simulations numériques par éléments finis ont été réalisées avec le logiciel LS-Dyna pour décrire une séparation d'écoulement et un impact secondaire.

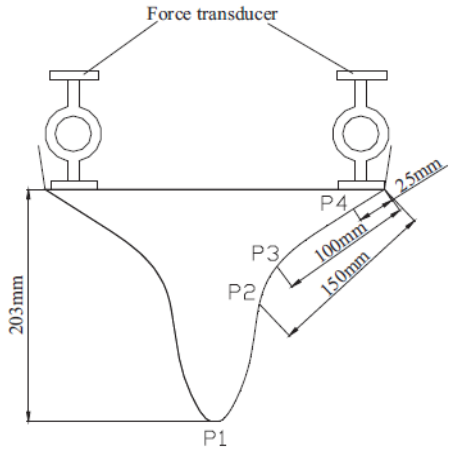


FIGURE 2.5 – Définition de la géométrie de section d'étrave utilisée pour les simulations numériques réalisées par [Wang and Soares, 2013].

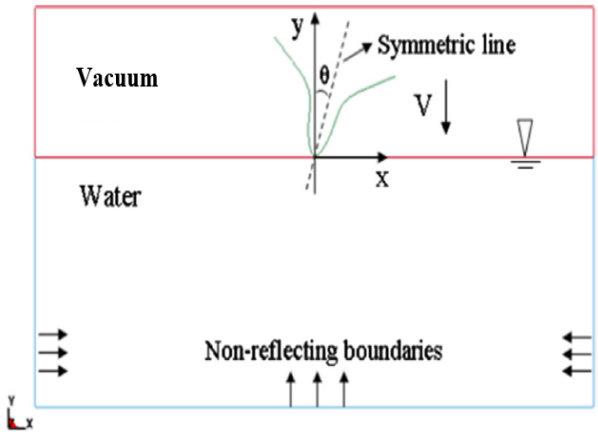


FIGURE 2.6 – Schéma illustrant le modèle numérique employé par [Wang and Soares, 2013].

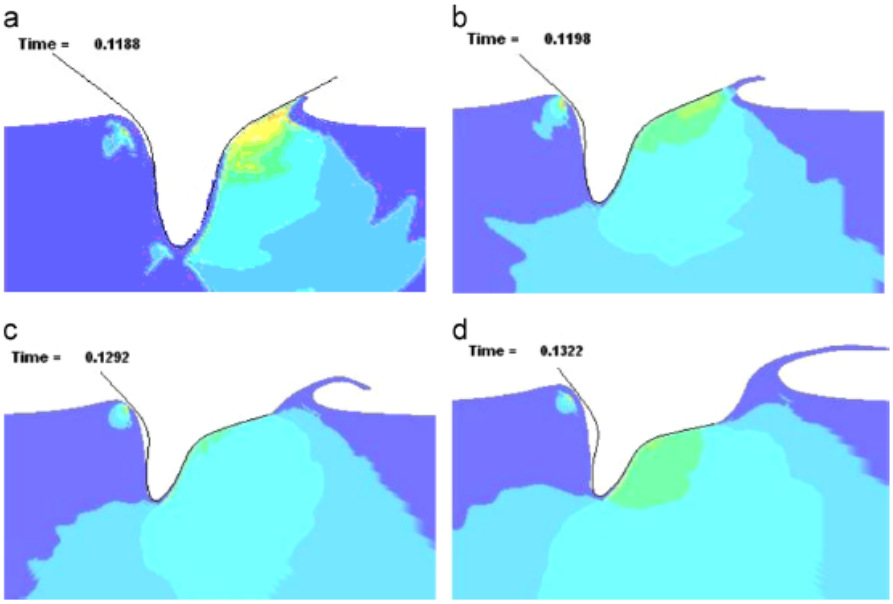


FIGURE 2.7 – Champ de pression et surface libre au moment où apparaissent la séparation de l'écoulement et l'impact secondaire pour différents angles de roulis d'après les simulations numériques réalisées [Wang and Soares, 2013]. (a) $\theta = 4.8°, v = -0.57m/s$; (b) $\theta = 9.8°, v = -0.61m/s$; (c) $\theta = 14.7°, v = -0.61m/s$; (d) $\theta = 20.3°, v = -0.75m/s$.

Sur la figure 2.7, nous pouvons constater qu'une cavité liée à un phénomène de séparation d'écoulement se crée sur le côté gauche de la section et donne lieu à un impact secondaire. Cet impact secondaire se produit pour des angles de roulis allant de 9.8° à 20.3°, ses effets sont plus importants pour les angles 9.8° et 14.7°.

2.1.2 Modèles en théorie des écoulements à potentiel de vitesse

Modèle non linéaire : Méthode des éléments de frontière (BEM)

Une méthode de résolution numérique couramment employée pour décrire les écoulements potentiels est la méthode des éléments de frontière. Cette méthode repose sur l'hypothèse d'un fluide parfait et incompressible et d'un écoulement irrotationnel

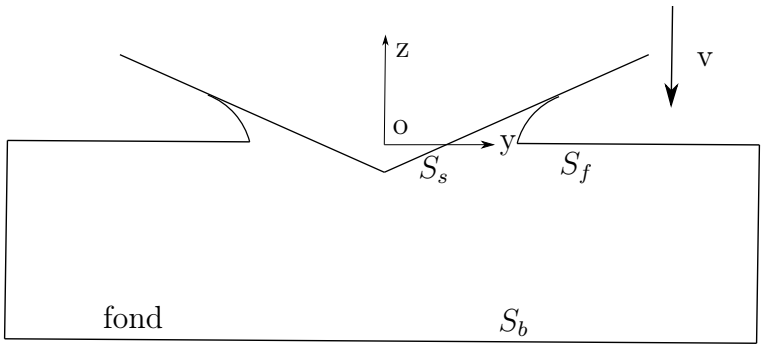


Figure 2.8 – Définition du domaine fluide utilisé dans la formulation BEM appliquée à un problème d'impact hydrodynamique.

La méthode des éléments de frontière (Boundary Element Method) permet de traiter des problèmes d'impacts hydrodynamiques. Parmi les premiers travaux concernant l'application de cette méthode aux écoulements à surface libre, on peut citer ceux de [Greenhow, 1987], [Greenhow, 1988] et [Zhao and Faltinsen, 1993]. Dans cette méthode, uniquement la frontière extérieure du domaine fluide (surface libre et surface de contact avec le fluide) est discrétisée.

Le principe est de considérer un point P, appelé point "influencé", situé à l'intérieur (ou sur le bord) du domaine fluide noté Ω. L'objectif est de calculer le potentiel des vitesses ϕ ou son gradient normal en fonction de la valeur de ces grandeurs au niveau de la surface du domaine fluide grâce à la seconde identité de Green :

$$\phi(P) = \int_{\partial\Omega} [\frac{\partial\phi(Q)}{\partial n(Q)} G(P,Q) - \phi(Q)\frac{\partial G(P,Q)}{\partial n(Q)}] ds(Q) \tag{2.4}$$

où le point Q est le point "influençant" de coordonnées (x_Q, y_Q, z_Q) et appartenant à la surface $\partial\Omega$ entourant le domaine fluide. L'avantage de la méthode est qu'en déterminant les solutions au point Q, nous pouvons déterminer les inconnues du problème en n'importe quel point du domaine symbolisé par le point P de coordonnées (x_P, y_P, z_P). Dans l'équation 2.4, $G(P,Q)$ désigne la fonction de Green. Cette dernière s'écrit de manière différente en $2D$ et en $3D$:

$$G(P,Q) = \begin{cases} \frac{1}{2\pi} log(r), & r^2 = (y_Q - y_P)^2 + (z_Q - z_P)^2, \quad P,Q \in R^2 \\ -\frac{1}{4\pi r}, & r^2 = (y_Q - y_P)^2 + (y_Q - y_P)^2 + (z_Q - z_P)^2, \quad P,Q \in R^3 \end{cases} \tag{2.5}$$

La surface $\partial\Omega$ est formée de S_s, S_f et S_b (voir figure 2.8). S_s est la surface de contact avec le solide (surface mouillée), S_f la surface libre et S_b le bord extérieur du domaine fluide. La

normale au contour est notée $\vec{n}$. Pour effectuer la résolution numérique, les surfaces S_s et S_f sont discrétisées en plusieurs segments sur lesquels ϕ et $\frac{\partial \phi}{\partial n}$ sont supposés constants ou linéaires le plus souvent. Sachant que le potentiel des vitesses est la solution de l'équation de Laplace ($\Delta\phi = 0$) en $2D$ et les conditions limites sont :

$$\begin{cases} \Delta\phi = 0, \quad \text{dans le domaine fluide} \\ \frac{\partial \phi}{\partial n} = \vec{V}.\vec{n}, \quad (y,z) \in S_s \\ \frac{D\phi}{Dt} = \frac{1}{2}\|\vec{grad}\phi\|^2 - gz, \quad (y,z) \in S_f \\ \frac{\partial \phi}{\partial n} = 0, \quad (y,z) \in S_b \end{cases} \tag{2.6}$$

où $\vec{V}$ est la vitesse du solide impactant et $\frac{D}{Dt}$ est la dérivée particulaire. Les effets de la tension de surface sont négligés, la condition de surface libre dynamique implique que la pression est constante sur S_f. Après détermination des inconnues, nous pouvons déterminer la pression sur le corps impactant grâce à l'équation de Bernoulli :

$$P - P_a = -\rho(gz + \frac{\partial \phi}{\partial t} + \frac{1}{2}\|\vec{grad}\phi\|^2) \tag{2.7}$$

où P_a est la pression atmosphérique, ρ est la masse volumique de l'eau et g est l'accélération de la gravité. La géométrie de la surface libre est mise à jour en utilisant la relation suivante :

$$\frac{D\vec{X}}{Dt} = \vec{grad}\phi \tag{2.8}$$

où $\vec{X}$ est un vecteur décrivant la position d'un point de la surface libre.

[Sun, 2007] a utilisé la méthode BEM dans sa thèse pour traiter le phénomène de séparation d'écoulement non visqueux. Elle a étudié la séparation d'écoulement située au bord d'un dièdre, mais aussi celle qui se produit pendant l'impact d'un cylindre. Dans ce cas, la séparation est supposée survenir quand la pression relative sur une zone "suffisamment grande" (dont la taille est choisie arbitrairement, généralement entre 1 % et 5 % du rayon du cylindre) devient négative. De plus, elle a comparé ses résultats à ceux des essais de [Greenhow and Lin, 1983], voir [Zhu, 2006].

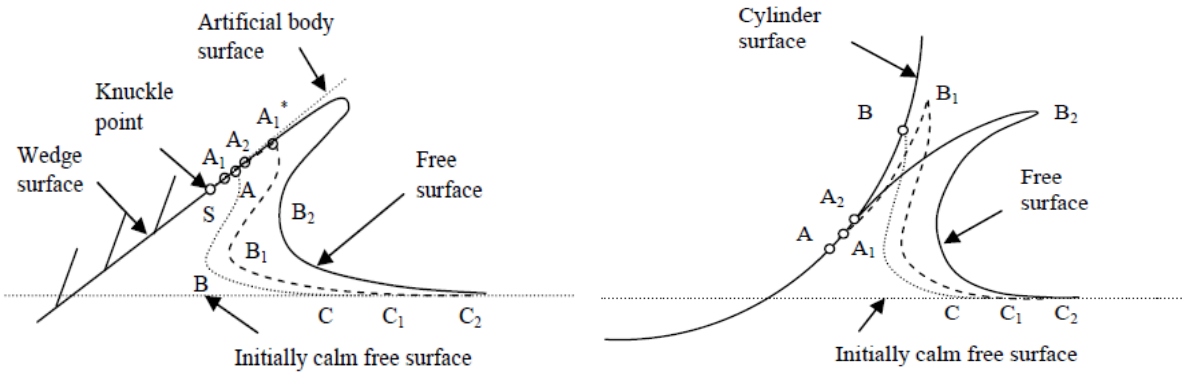


FIGURE 2.9 – Simulations numériques à l'aide de la méthode des éléments de frontière de la séparation d'écoulement au bord d'un dièdre (à gauche) et sur la surface d'un cylindre (à droite), [Zhu, 2006].

Modèles analytiques

La simulation d'impacts à l'aide de la méthode des éléments de frontière requiert des ressources informatiques importantes (mais inférieures aux méthodes basées sur la résolution directe des équations d'Euler ou de Navier-Stokes). Afin d'obtenir des modèles plus "économiques" (analytiques ou semi-analytiques), certains chercheurs ont introduit certaines hypothèses supplémentaires, visant généralement à linéariser les conditions aux limites. Pour la présentation de ces modèles simplifiés, nous utiliserons les notations données par la figure 2.10. SM est la surface mouillée, SL est la surface libre dont la géométrie est décrite par la fonction $\eta(x,t)$, $c(t)$ représente la position du point d'intersection entre SM et SL. Notons que nous supposons que le corps impactant est symétrique (sa géométrie est donnée par la fonction y=f(x)) et se déplace verticalement (l'enfoncement du solide dans le fluide est noté h(t)). Notons également que la représentation de la figure 2.10 néglige la présence du jet mince se formant à l'intersection de la surface libre et de la surface mouillée.

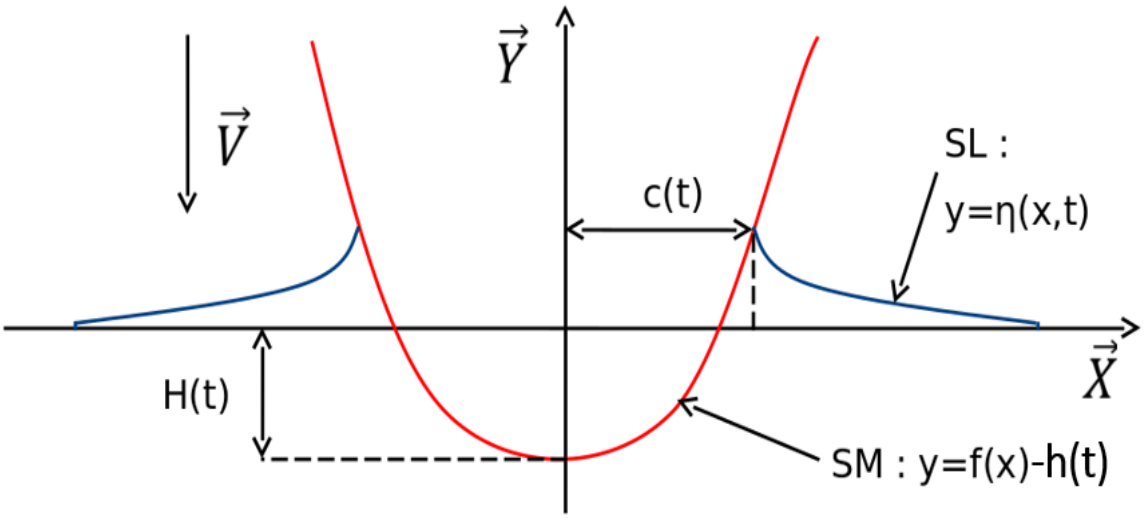


Figure 2.10 – Définition des grandeurs géométriques du problème d'impact hydrodynamique.

Nous introduisons la notion d'angle de relèvement, c'est à dire l'angle entre la tangente à la surface du corps et l'horizontale. La valeur de cet angle est très importante car elle détermine la possibilité de linéariser la condition de surface mouillée. Linéariser revient à remplacer la surface mouillée par une plaque plane. On considère généralement que pour un angle de relèvement inférieur à 20°, la linéarisation est justifiée. Il existe de nombreux modèles simplifiés qui ont recours à cette linéarisation notamment les modèles de [VonKarman, 1929] et [Wagner, 1932]

Modèle de von Karman [VonKarman, 1929]

Von Karman est l'un des premiers à s'intéresser à l'impact hydrodynamique. Dans son modèle, les effets de la gravité et l'élévation de surface libre sont négligés. Ceci implique que le point d'intersection entre la surface libre et la surface du corps c_k est défini comme le

point d'intersection entre la surface libre au repos et le corps (figure 2.11). Cette méthode sous-estime généralement les efforts d'impact.

Modèle de Wagner [Wagner, 1932]

Quelques années plus tard, [Wagner, 1932] proposa une extension du modèle de von Karman tenant compte de l'élévation de la surface libre. Ce modèle considère aussi des conditions aux limites linéarisées, mais la taille de la surface mouillée est considérée comme une inconnue du problème. Notons que dans les modèles de von Karman et Wagner, la condition de surface libre est aussi linéarisée et s'écrit $\phi = 0$. [Wagner, 1932] introduit une équation permettant de calculer la taille de surface mouillée $c_w(t)$. Cette équation est souvent appelée condition de Wagner.

Sous ces hypothèses, le potentiel des vitesses ϕ sur la surface mouillée peut être obtenu analytiquement et est donné par :

$$\phi(x, 0, t) = -V\sqrt{c_w^2(t) - x^2} \tag{2.9}$$

où $c_w(t)$ est l'abscisse du point de contact entre la surface libre SL et la surface mouillée SM. La pression sur la surface mouillée est donnée par l'équation de Bernoulli linéarisée (ici pour une vitesse d'impact constante) :

$$p(x, t) = -\rho\frac{\partial\phi}{\partial t} = \rho\frac{V c_w(t)}{\sqrt{c_w(t)^2 - x^2}}\frac{dc_w(t)}{dt} \tag{2.10}$$

Ce résultat n'est pas entièrement satisfaisant. En effet, on observe que la pression est singulière lorsque x tend vers $c_w(t)$. Pour résoudre ce problème, différentes méthodes ont été considérées dans la littérature. Une façon rigoureuse de faire est d'utiliser la technique des développements asymptotiques en retenant les termes du second ordre (le premier ordre correspond à la solution de Wagner). Cette façon de faire, complexe d'un point de vue mathématique, a été initiée par [Korobkin, 2007] qui obtint une solution dans le cas de l'impact d'une parabole liquide sur une plaque solide. Le cas de l'impact d'un corps parabolique sur une surface d'eau au repos a été traité par [Oliver, 2007]. D'autres méthodes plus simples à mettre en œuvre et pouvant être utilisées pour des géométries quelconques ont été proposées par d'autres auteurs pour améliorer la prévision des pressions hydrodynamiques à l'aide du modèle de Wagner. On peut citer le modèle de [Zhao and Faltinsen, 1993] et le modèle de Logvinovitch modifié proposé par [Korobkin, 2004].

Les modèles de Wagner sont intéressants pour des corps possédant des angles de relèvement assez faibles. Leur principal intérêt réside dans le fait que l'on peut calculer de manière rapide les chargements hydrodynamiques. Il est possible de résoudre des problèmes avec des corps asymétriques [Scolan et al., 1999]. Des solutions exactes basées sur la théorie de Wagner existent aussi pour des problèmes tridimensionnels [Scolan and Korobkin, 2001].

Modèle de Wagner généralisé

Le modèle de Wagner généralisé a été proposé par [Zhao et al., 1996] et [Mei et al., 1999]. Dans ce modèle, la condition de surface mouillée n'est pas linéarisée. Tandis que la condition dynamique de surface libre est réduite à une condition de Dirichlet (linéarisée) sur

une ligne horizontale émanant du point de contact entre SM et SL. Globalement, le modèle de Wagner généralisé permet une meilleure précision quant à la description du champ de pression sur la surface mouillée. Cependant, sa mise en œuvre est plus complexe car le potentiel ne peut pas se déterminer de manière analytique, sous forme simple.

Les modèles de Wagner et Wagner généralisé ne permettent pas de décrire naturellement la séparation de l'écoulement. [Tassin et al., 2014] ont proposé une méthode dite de "prolongement par corps fictif" pour décrire des problèmes d'impact avec séparation de l'écoulement. L'idée est de prolonger la surface du corps après séparation par des surfaces planes afin de pouvoir continuer à utiliser le modèle de Wagner. Si cette méthode permet de bonnes prédictions des chargements hydrodynamiques, elle ne permet pas de décrire la géométrie de la surface libre après séparation [Hascoët et al., 2019].

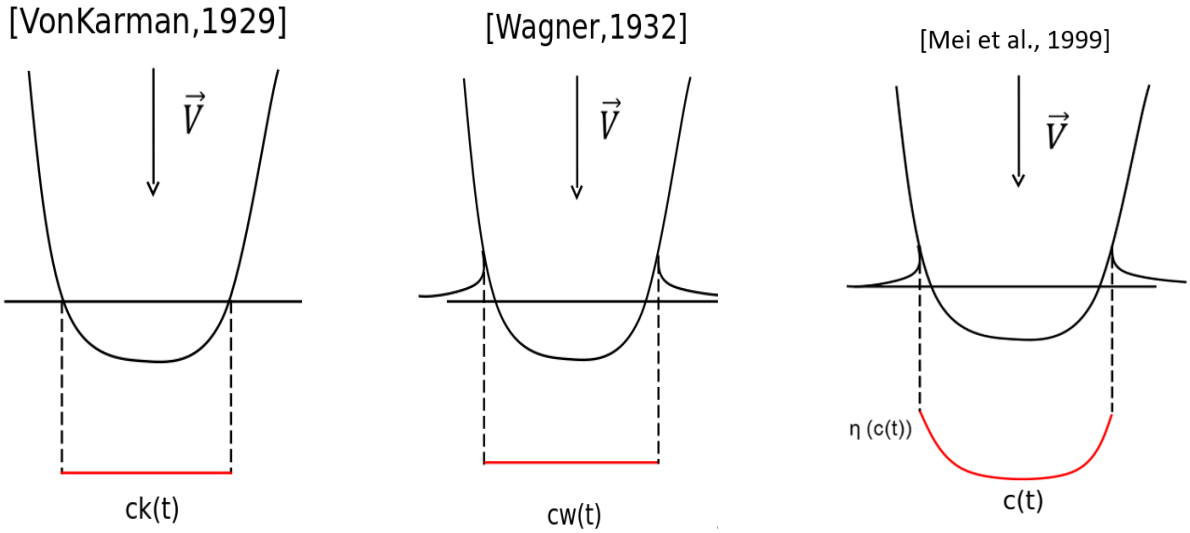


Figure 2.11 – Illustration des différents modèles analytiques d'impact.

2.2 Essais et simulations numériques de séparation d'écoulement et d'impacts secondaires

2.2.1 Impact d'un dièdre sur une surface libre au repos

De nombreux essais ont été réalisés pour observer l'impact hydrodynamique d'un corps solide sur une surface libre. L'objectif étant d'évaluer les chargements hydrodynamiques et la déformée de surface libre (avant et après séparation), souvent dans l'optique de valider des modèles numériques. [Greenhow and Lin, 1983] et [Greenhow, 1987] ont réalisé des essais d'impact de dièdres sur une surface libre au repos et ont étudié l'évolution de la surface libre pour des dièdres avec différents angles : $9°, 30°$ et $45°$ (Figure 2.12) :

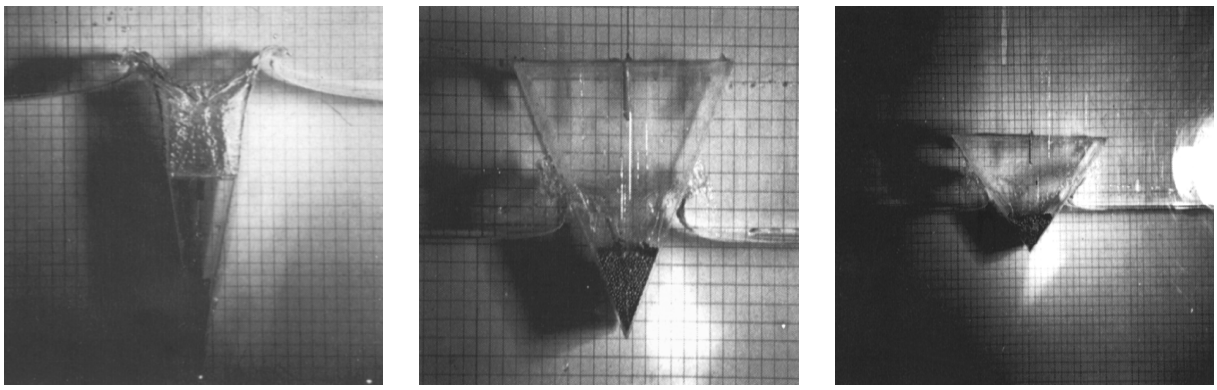


Figure 2.12 – Visualisation de l'impact d'un dièdre sur une surface libre au repos, pour différents angles de relèvement (à gauche 9°, au milieu 30° et à droite 45°), [Greenhow, 1987].

Grâce à ces essais, nous pouvons observer que pour un angle de 9°, la séparation de l'écoulement se fait au bord du dièdre et il se crée une cavité au niveau de la partie supérieure dans laquelle la surface libre perturbée vient s'engouffrer. Pour des angles plus importants (30° et 45°), une séparation de l'écoulement a lieu sur la surface du dièdre (visible au niveau des jets), sans doute sous l'effet de la gravité et de la décélération du corps.

2.2.2 Chute libre d'un cylindre

La même expérience a été réalisée avec un cylindre de diamètre 11 cm (voir aussi [Greenhow, 1988]). La vitesse à l'instant où le cylindre touche la surface libre est $V_0 = \sqrt{2gh} = 2.955 m.s^{-1}$ (la hauteur de chute étant de 50 cm).

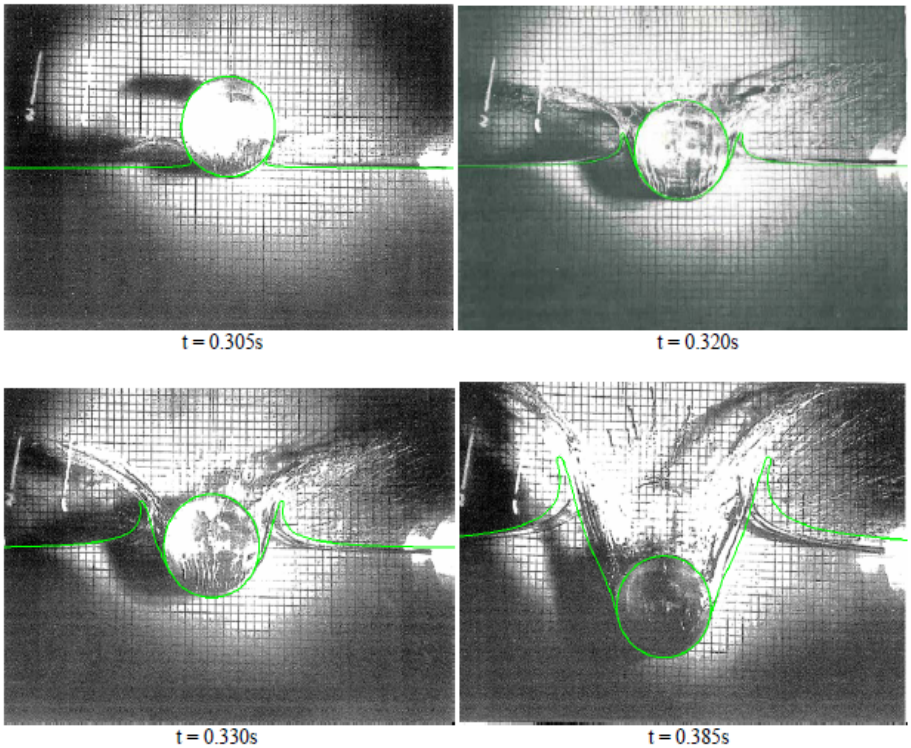


Figure 2.13 – Profils de surface libre pendant l'impact d'un cylindre "demi-flottabilité" (de masse volumique égale à la moitié de celle de l'eau) observés par [Greenhow, 1988]. Les lignes vertes correspondent aux résultats numériques (méthode des éléments de frontière) de [Sun, 2007].

Comme nous le voyons sur la figure 2.13, la séparation de l'écoulement se fait sur la partie basse du cylindre et l'angle de surface libre à proximité du point de séparation semble être d'environ 60°. Les simulations de [Sun, 2007] (méthode des éléments de frontière) reproduisent correctement la dynamique de la surface libre. Nous rappelons que dans ces simulations la séparation de l'écoulement a lieu lorsque la pression (relative) au niveau de la surface de contact devient négative.

2.2.3 Sections d'étraves avec bulbes impactant une surface libre verticalement

[Monroy et al., 2016] ont réalisé une campagne expérimentale sur une section d'étrave avec bulbe (figure 2.14) et ont comparé les résultats expérimentaux aux résultats de différentes simulations numériques. Des capteurs de pression sont disposés d'un côté de la section et des capteurs d'efforts de l'autre, ceci est possible de part la symétrie de la géométrie.

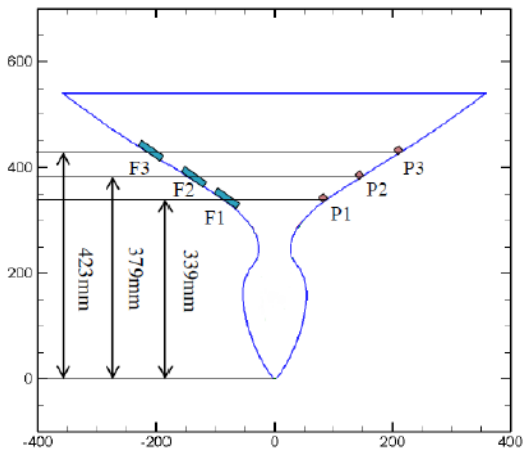


FIGURE 2.14 – Définition de la géométrie de la section d'étrave utilisée dans [Monroy et al., 2016].

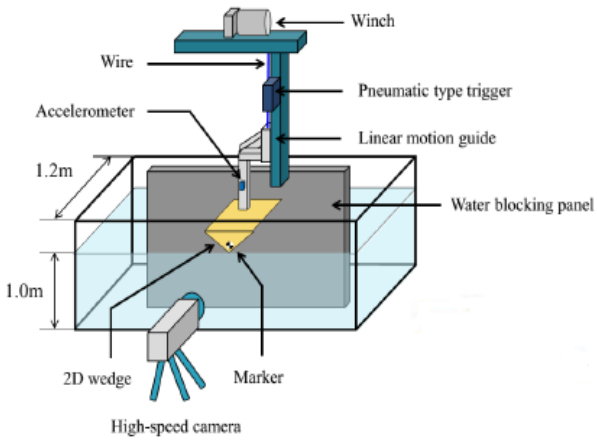


FIGURE 2.15 – Dispositif expérimental utilisé dans [Monroy et al., 2016].

La maquette est en chute libre à partir d'une position située à 0.3 m au dessus de la surface libre (figure 2.15). La campagne expérimentale permet de bien visualiser les différents impacts ainsi que la formation des poches d'air.

Au niveau des simulations, plusieurs techniques sont utilisées et comparées. La première repose sur le modèle de Wagner généralisé à l'aide du logiciel BV-SLAM (mais dans ce cas, la géométrie de la carène doit être simplifiée). La deuxième est basée sur la méthode VOF (Volume of Fluid) avec le logiciel OpenFOAM, que nous détaillerons dans cette partie.

Le solver utilisé par [Monroy et al., 2016] est l'interDyMFoam d'OpenFOAM. C'est un solver pour des fluides incompressibles et isothermes, il résout les équations d'Euler ou de Navier-Stokes avec un maillage dynamique. Pour le maillage, six boîtes de raffinement (figures 2.16 et 2.17) sont utilisées selon la proximité entre le fluide et le solide.

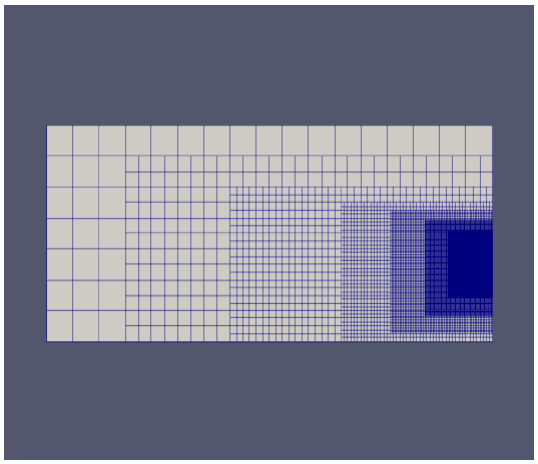


FIGURE 2.16 – Les six boîtes de raffinement utilisées par [Monroy et al., 2016] pour leurs simulations Open FOAM.

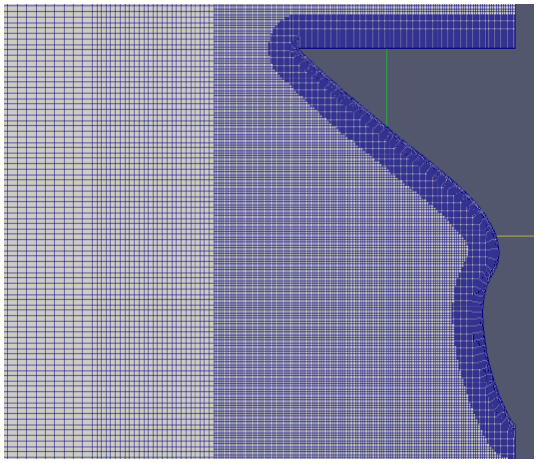


FIGURE 2.17 – Vue rapprochée de la section d'étrave [Monroy et al., 2016].

Différentes finesses de maillage ont été testées. La figure 2.18 nous montre l'évolution de la force F1 (cf. Fig. 2.14) pour ces différents maillages (le premier ("Grid 1") comporte 61

400 cellules, le second 121 000 et le troisième 244 000). D'après la figure 2.19 qui montre l'évolution de la force au niveau du capteur F1, il apparait que les résultats obtenus avec le maillage le plus fin (Grid 3) sont en bon accord avec les mesures.

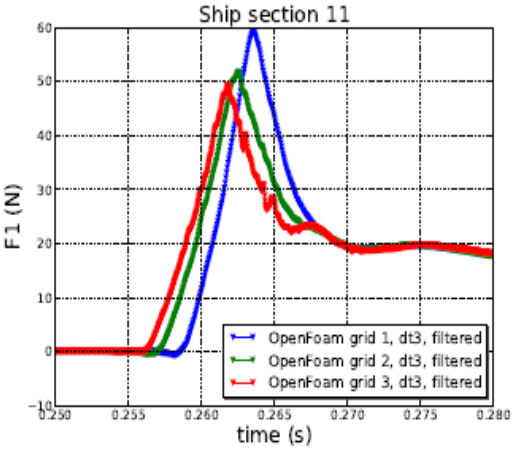


FIGURE 2.18 – Influence du maillage sur l'évolution de l'effort au niveau du capteur F1 dans les simulations OpenFoam [Monroy et al., 2016].

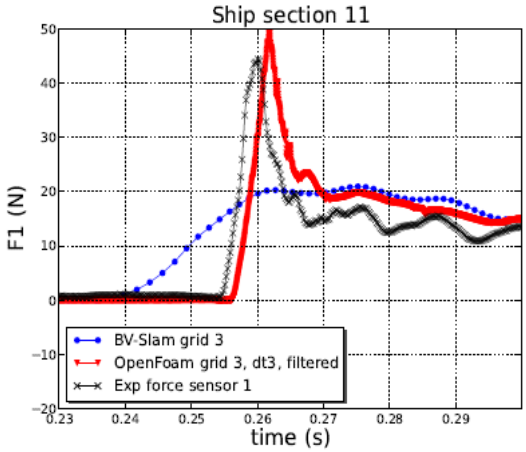


FIGURE 2.19 – Comparaison entre le numérique et l'expérimental au niveau du capteur F1 [Monroy et al., 2016].

Les résultats concernant les capteurs F2 et P2 sont présentés en figures 2.20 et 2.21.

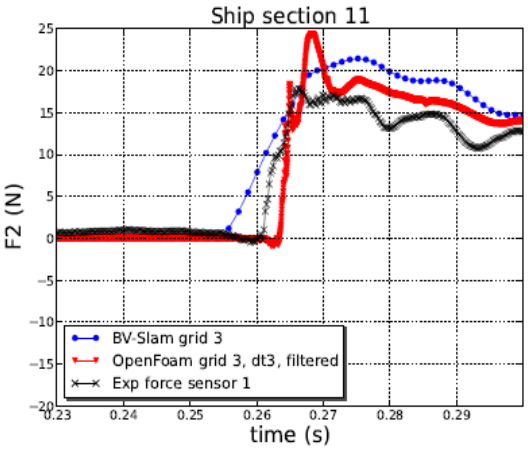


FIGURE 2.20 – Variation de la force F2 en fonction du temps [Monroy et al., 2016].

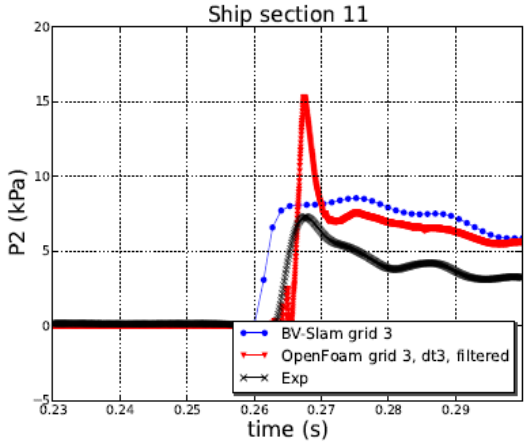


FIGURE 2.21 – Variation de la pression P2 en fonction du temps [Monroy et al., 2016].

Si au niveau des forces (F1 et F2), un bon accord entre les simulations et essais est observé, plus de différences sont observées concernant l'évolution de la pression P2. En particulier, Open FOAM prévoit un pic de pression lié à l'impact secondaire qui n'est pas observé expérimentalement (voir figure 2.21)

Une autre étude expérimentale portant sur les impacts secondaires a été menée par [Xie et al., 2018]. Ils ont étudié les chargements hydrodynamiques pour plusieurs sections d'une maquette dont la géométrie correspond à l'avant d'une carène de navire. Pour se

faire, ils ont disposé des capteurs de pression sur chacune de ces sections. Les mesures expérimentales ont été comparées à des résultats numériques 2D obtenus grâce à la méthode VOF (Volume of Fluid) du code commercial FLUENT.

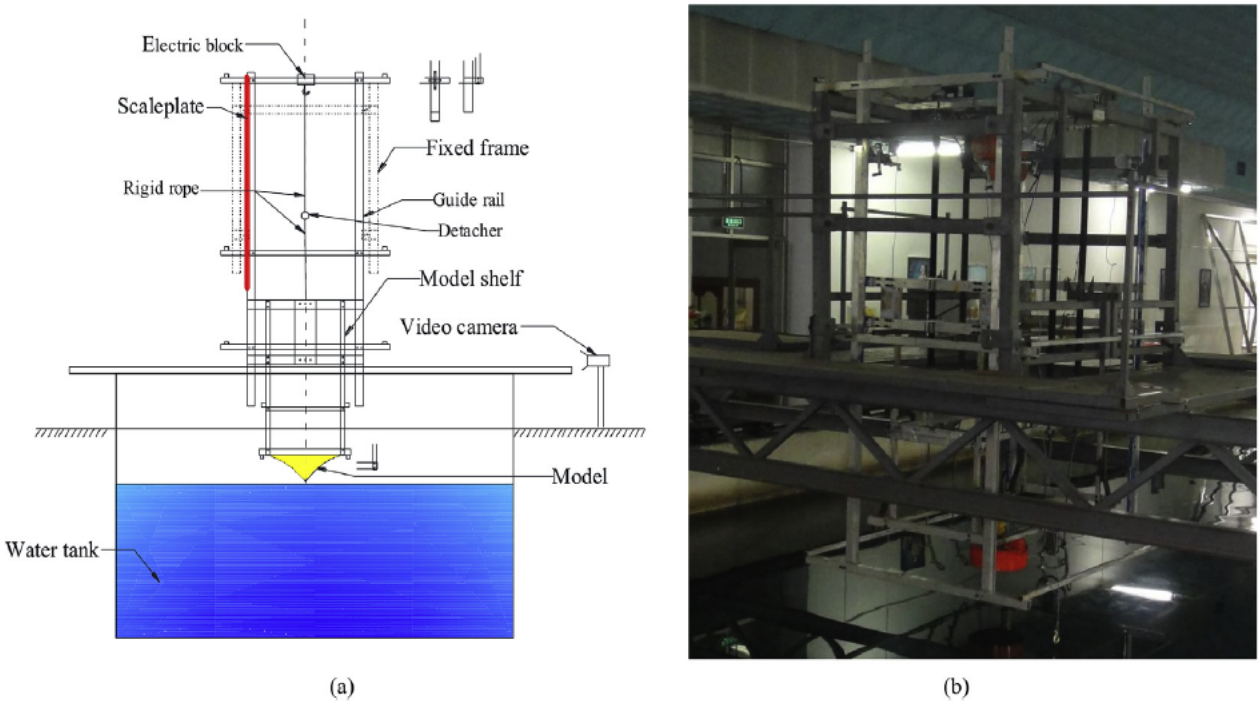


Figure 2.22 – (a) Schéma du dispositif expérimental utilisé par [Xie et al., 2018] et (b) photographie du dispositif expérimental.

Le dispositif expérimental utilisé par [Xie et al., 2018] est montré en figure 2.22. Il est composé d'un cadre de support, d'un bloc électrique permettant de lâcher la maquette, de rails de guidage et d'une caméra vidéo. De plus des roulements sont attachés sur les rails de guidage pour réduire les frottements. Le modèle complet pèse 102 kg. Un profil longitudinal de l'étrave de dimension 1042 mm $\times$ 667 mm $\times$ 552 mm est montré en figure 2.23. 17 capteurs de pression sont disposés au niveau de 4 sections différentes (lignes violettes).

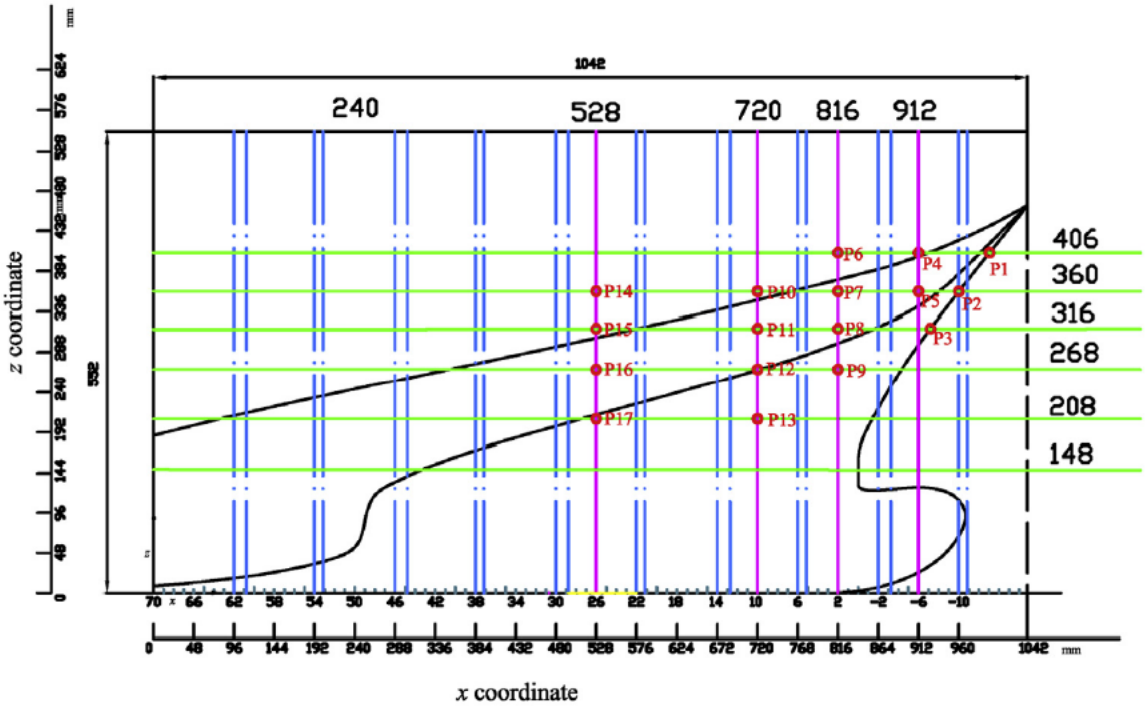


Figure 2.23 – Localisation des capteurs de pression (P1 à P17) utilisés dans l'étude expérimentale de [Xie et al., 2018].

Les tests sont réalisés en chute libre depuis 4 hauteurs, H1 = 170 mm, H2 = 320 mm, H3 = 470 mm et H4 = 620 mm. Les vitesses au moment de l'impact (moment où la maquette touche la surface libre au repos) sont respectivement de 1.78 m/s, 2.45 m/s, 2.97 m/s et 3.41 m/s. La figure 2.24 montre les comparaisons entre les mesures de pression et les pressions numériques 2D (la hauteur H4 est choisie pour le test). Le coefficient de pression $Cp = \frac{2P}{\rho V^2}$ est utilisé pour ces comparaisons afin d'adimensionnaliser les résultats. Globalement, les pressions numériques sont supérieures en moyenne de 25% aux pressions expérimentales. De plus, les signaux expérimentaux présentent plus d'oscillations que les signaux numériques.

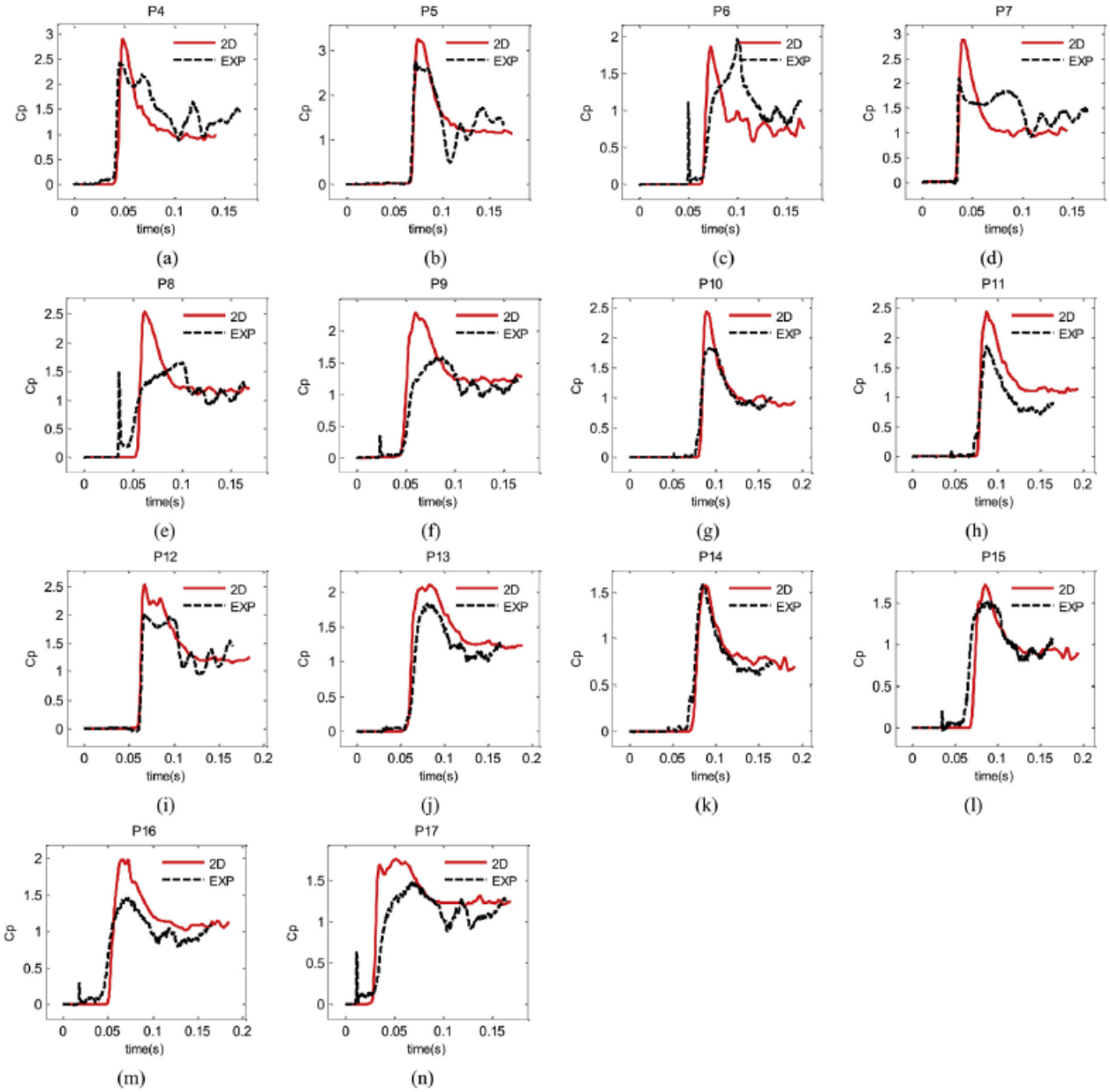


FIGURE 2.24 – Comparaison entre les coefficients de pression numériques (2D) et expérimentaux (EXP) obtenus par [Xie et al., 2018].

[Xie et al., 2018] définissent $\psi = (Cp_{max-2D} - Cp_{max-exp})/Cp_{max-exp}$ l'erreur relative entre le maximum du coefficient de pression numérique Cp_{max-2D} et le maximum du coefficient de pression expérimental $Cp_{max-exp}$. Nous pouvons voir en figure 2.25 que ψ n'est pas constante pour l'ensemble des capteurs mais varie entre -0.05 et 0.52. Les erreurs au niveau des capteurs P7, P8 et P9 sont plus importantes (plus de 35%). La raison avancée par [Xie et al., 2018] pour expliquer ces différences est que pour la géométrie considérée des effets tridimensionnels ont lieu et la réalisation de simulation 2D ne permet qu'une estimation des niveaux de pression générés par l'impact. Par la suite, ces auteurs ont réalisé une nouvelle série d'essais durant laquelle des sections bidimensionnelles, avec et sans bulbe, ont été utilisées [Xie et al., 2020a]. Notons que des plaques verticales ont été placées aux extrémités de la maquette pour minimiser les effets tridimensionnels.

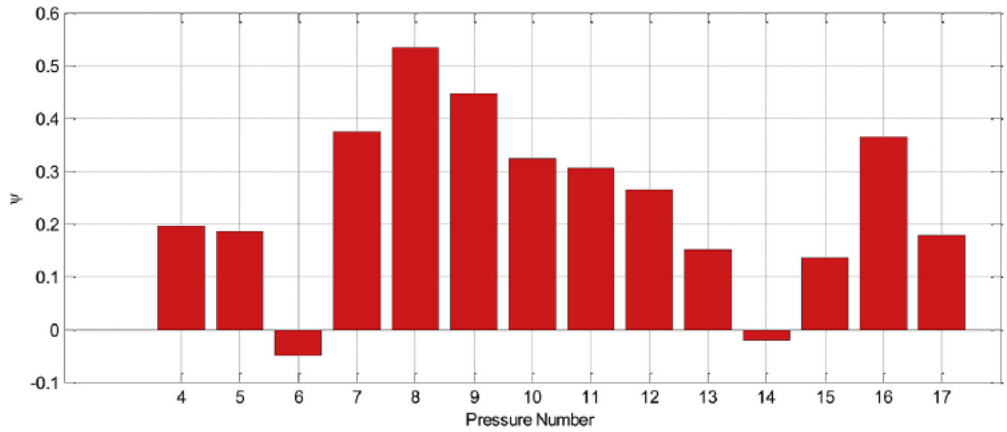


FIGURE 2.25 – Différences relatives entre les pics de pression (expérimentaux et numériques 2D) [Xie et al., 2018].

La géométrie des maquettes employées par [Xie et al., 2020a] est montrée en figure 2.26 L'une des géométries possède un bulbe (model 1) et l'autre n'en possède pas (model 2). Les essais ont été réalisés en chute libre depuis quatre hauteurs différentes : 0.25 m, 0.4 m, 0.55 m et 0.7 m. 5 capteurs de pression (P1 à P5) répartit sur les parties hautes des géométries ont été utilisés (figure 2.26)

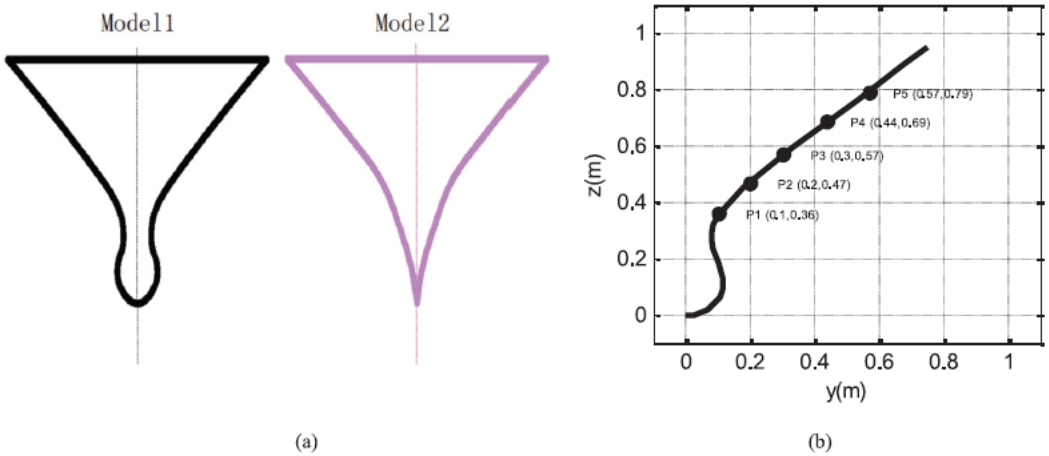


FIGURE 2.26 – (a) Schémas des deux géométries utilisées et (b) positions des 5 capteurs de pression utilisés par [Xie et al., 2020a].

La comparaison entre les pressions mesurées pour les deux modèles est présentée en figure 2.27. Deux pics de pression sont observés aux niveaux de certains capteurs avec le modèle 1 (avec bulbes). Le premier pic de pression (au niveau de P1 et P2) est supposé être causé par l'écoulement du jet qui provient de la séparation de l'écoulement au niveau du bulbe et le deuxième pic par l'élévation de surface libre qui impacte le corps. Pour le modèle 2, les allures des courbes de pression nous sont plus familières (ressemblances avec les courbes de dièdres). Les pressions atteignent un seul pic de pression sur un faible intervalle de temps et chutent ensuite progressivement. De plus, des oscillations sont plus présentes sur les courbes du modèle 1. D'après [Xie et al., 2020a], cela serait dû à la séparation de l'écoulement ainsi qu'à la cavité d'air.

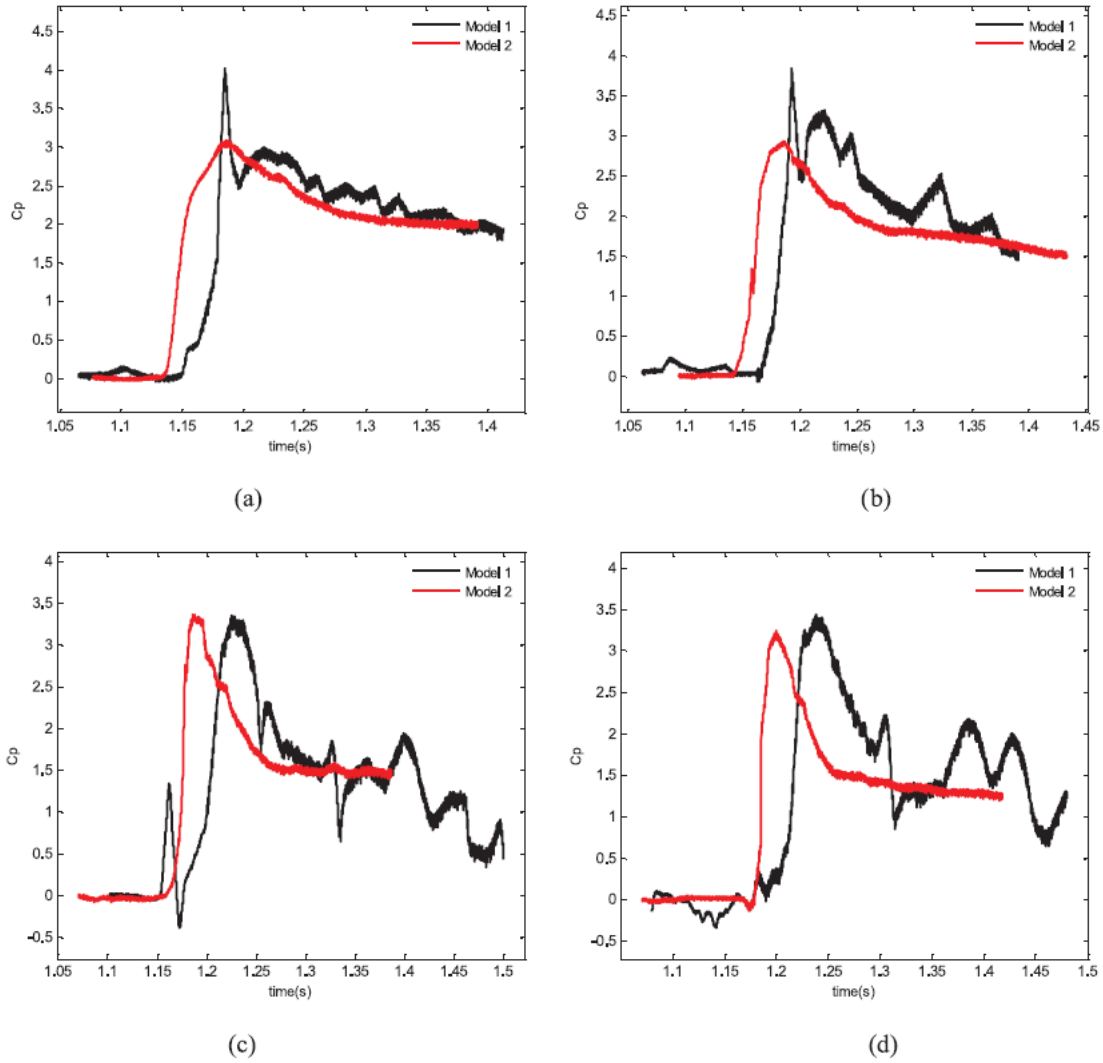


Figure 2.27 – Comparaison entre les coefficients de pression mesurés par [Xie et al., 2020a] pour le modèle 1 (avec bulbe) et la modèle 2 (sans bulbe). Les courbes de (a) à (d) correspondent respectivement aux capteurs P1 à P4. La hauteur de chute est de 7 m.

2.2.4 Section d'étrave impactant la surface libre avec un angle de roulis

[Arai and Matsunaga, 1989] ont réalisé des essais de chute libre (en translation uniquement) avec une section de navire ayant un angle de roulis de $\theta = 22.5°$. La maquette possède une longueur de 1 m et une masse de 381 kg. Les pressions d'impact sont mesurées au niveau de 6 capteurs, notés P2, P3, P4, P6, P8 et P9, voir figure 2.28.

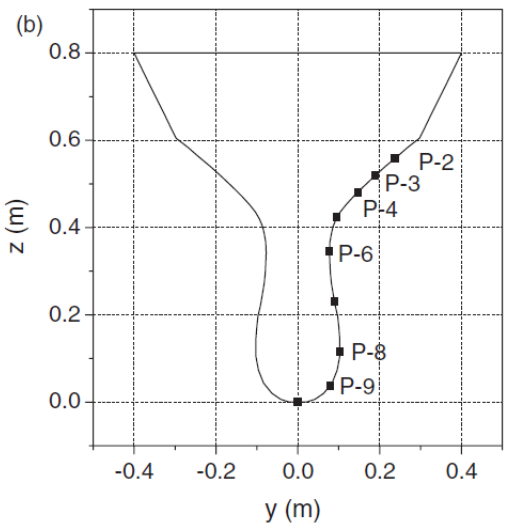


Figure 2.28 – Géométrie de la section de navire considérée par [Arai and Matsunaga, 1989].

La partie basse de la géométrie est arrondie et a un rayon de 0.1 m. Des simulations numériques pour cette configuration ont été réalisées par [Sun and Faltinsen, 2008] à l'aide de la méthode des éléments de frontière. Pendant le test, l'angle de roulis permet une séparation de l'écoulement nettement plus visible, d'un côté de la section. On notera cependant qu'une séparation se produit aussi de l'autre côté et génère un impact secondaire, voir figure 2.29.

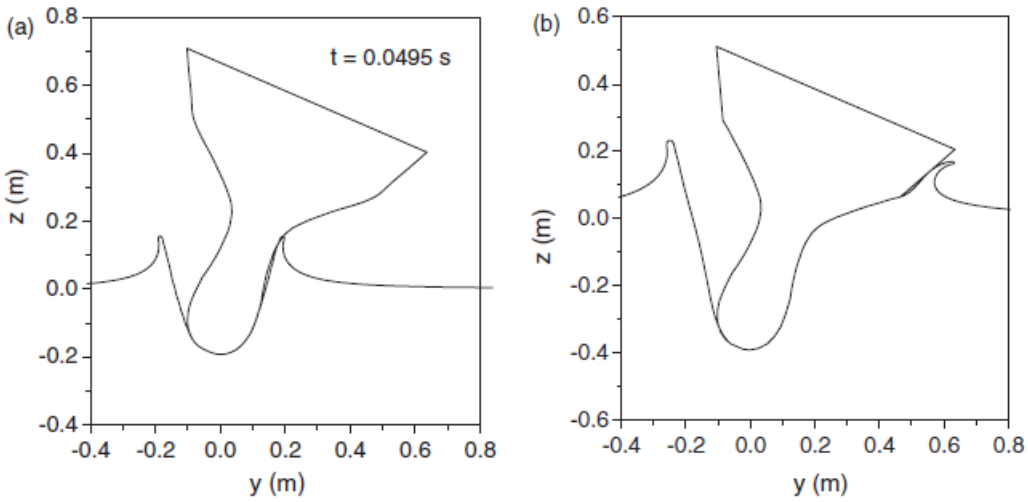


Figure 2.29 – Séparation de l'écoulement et impact secondaire obtenus par [Sun and Faltinsen, 2008] à l'aide de simulations par éléments de frontière.

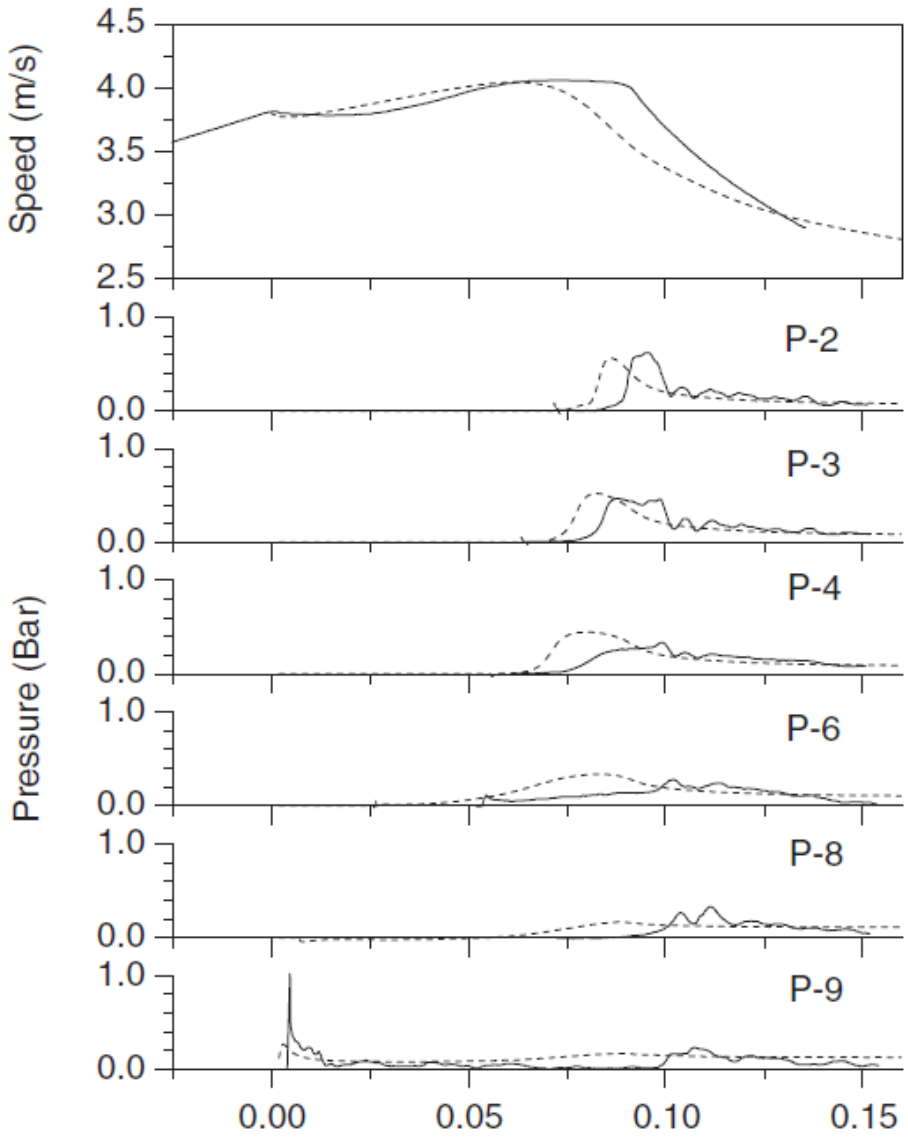


Figure 2.30 – Variation de la vitesse de la maquette et des pressions d'impact en fonction du temps. Les lignes en pointillés correspondent aux simulations simulations BEM de [Sun and Faltinsen, 2008] et les lignes pleines aux mesures de [Arai and Matsunaga, 1989].

Une comparaison entre les mesures de [Arai and Matsunaga, 1989] et les résultats des simulations de [Sun and Faltinsen, 2008] est présentée en figure 2.30. On peut observer un décalage temporel entre les résultats numériques et expérimentaux concernant les pics de pression. Celui-ci pourrait être du à la non prise en compte de la présence de l'air dans les calculs BEM ou à des effets 3D difficilement évitables lors d'essais.

2.3 Bilan

Concernant les méthodes de simulation : différentes approches ont été utilisées dans la littérature pour la simulation d'impacts hydrodynamiques, de séparations d'écoulement et même dans certains cas d'impacts secondaires, en particulier les méthodes SPH, VOF et éléments de frontière. Il semble que la méthode VOF soit la plus utilisée, en particulier dans les études les plus récentes. Nous nous sommes aussi orientés vers l'utilisation

d'un code de calcul basé sur la méthode VOF : ABAQUS/Explicit. Ce choix a été aussi motivé par des raisons pragmatiques : sa disponibilité au laboratoire et aussi le fait qu'il ait été utilisé dans des études précédentes portant sur les impacts hydrodynamiques, voir [Tassin, 2010], [Tassin et al., 2012], [Morvan, 2019] et [Hascoët et al., 2019]. Concernant le phénomène d'impact secondaire, même s'il a été abordé dans quelques études de la littérature, de nombreuses questions restent ouvertes. Par exemple, il apparait que dans les études existantes combinant essais et simulations, l'accord entre les deux approches est loin d'être parfait. On peut se demander quelles sont les origines de ces différences et si il est possible de mettre au point des simulations reproduisant plus fidèlement les résultats expérimentaux. Cela peut passer aussi par la réalisation de nouveaux essais avec des conditions expérimentales mieux maitrisées. Le développement de nouveaux essais et simulations numériques permettant de mieux comprendre le phénomène d'impact hydrodynamique secondaire est le principal objectif de cette thèse.

Chapitre 3

Mise en place de simulations numériques d'impacts hydrodynamiques

Ce chapitre a pour but de présenter une première série de simulations d'impacts hydrodynamiques qui ont été menées pour des configurations souvent étudiées dans la littérature (dièdres et cylindre), pour lesquelles des résultats de référence existent. Ces simulations ont été réalisées à l'aide du logiciel de calculs par éléments finis ABAQUS/Explicit. Elle repose sur l'utilisation de la méthode VOF (pour décrire l'évolution de surface libre), combinée avec une technique de couplage Euler-Lagrange par pénalisation. Une première validation est proposée sur la base de comparaisons avec des résultats de la littérature. Ce modèle sera étendu dans le prochain chapitre à des configurations permettant d'observer des impacts secondaires.

3.1 Méthode utilisée : le couplage Euler-Lagrange (CEL)

3.1.1 Modèle Eulérien dans ABAQUS

Le modèle Eulérien d'ABAQUS permet de modéliser des applications impliquant une déformation importante, notamment les écoulements fluides avec surface libre. Le modèle Eulérien peut être couplé avec un modèle Lagrangien pour modéliser les interactions entre des matériaux (ou fluides) très déformables et des matériaux rigides ou peu déformables, comme c'est le cas lors d'une interaction fluide-structure. Le principe de calcul Eulérien avec surface libre est basé (dans notre cas) sur la méthode VOF (volume of fluid) introduite par [Hirt and Nichols, 1981]. La méthode utilise la fraction volumique pour suivre l'évolution de la surface libre au cours de la simulation. Dans ABAQUS, elle est combinée avec une méthode de discrétisation spatiale de type éléments finis. Chaque élément possède une fraction volumique. Elle est égale à 1 si l'élément est entièrement rempli de liquide et égale à 0 si l'élément est entièrement "rempli de vide". Elle est comprise entre 0 et 1 si l'élément se situe sur la surface libre ou sur la surface mouillée. Le fluide lors des simulations CEL est considéré comme compressible, contrairement par exemple aux simulations par éléments de frontière (voir par exemple [Sun and Faltinsen, 2009]). La raison est que la méthode d'intégration temporelle utilisée par ABAQUS/Explicit (schéma des différences centrées) ne permet pas de décrire des écoulements incompressibles.

La figure 3.1 illustre le principe de la méthode VOF. Les éléments sont dans ce cas des quadrilatères. Le blanc représente le vide et le bleu le fluide. Les fractions volumiques correspondant aux différents éléments Eulériens sont notées en rouge. Le transport de la fraction volumique α_f est assuré au moyen d'une équation d'advection :

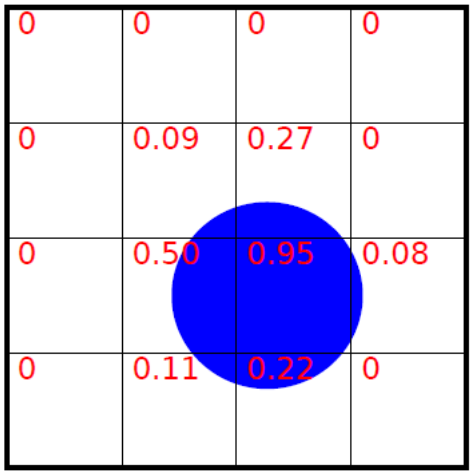


Figure 3.1 – Illustration de la méthode VOF pour un cas bidimensionnel simple.

$$\frac{\partial \alpha_f}{\partial t} + \vec{u}.\vec{\nabla}\alpha_f = 0 \tag{3.1}$$

Pour plus d'informations, se référer aux travaux de [Hirt and Nichols, 1981].
Les variations de pression au sein du fluide sont gouvernées par l'équation d'état $U_s - U_p$. Cette équation repose sur l'équation de Mie-Gruneisen (voir [Mie, 1903]) qui relie la pression $p_f(\vec{x}, t)$ à la masse volumique $\rho_f(\vec{x}, t)$ du matériau et à son énergie interne $E_m(\vec{x}, t)$:

$$p_f(\vec{x}, t) = f[\rho_f(\vec{x}, t), E_m(\vec{x}, t)] \tag{3.2}$$

Cette équation est souvent utilisée pour étudier des phénomènes de chocs impliquant des hautes pressions. Dans notre cas particulier, les effets de compressibilité ne sont pas importants et une équation d'état linéaire est employée :

$$p_f(\vec{x}, t) = \rho_0 c_0^2[1 - \frac{\rho_0}{\rho(\vec{x}, t)}] \tag{3.3}$$

où c_0 la vitesse du son dans le fluide et ρ_0 la masse volumique initiale. Les valeurs qui correspondent à l'eau sont données dans le tableau 3.1. La dynamique du fluide (l'eau) est régie par les équations suivantes :

— La conservation de masse :

$$\frac{D\rho_f}{Dt} = -\rho_f \nabla.\vec{v}, \quad \forall \vec{x} \in \Omega_e \tag{3.4}$$

— La conservation de la quantité de mouvement :

$$\frac{D\vec{v}}{Dt} = \vec{\nabla}.\bar{\bar{\sigma}} + \rho\vec{b}, \quad \forall \vec{x} \in \Omega_e \tag{3.5}$$

— La conservation de l'énergie interne (en absence d'échanges thermiques) :

$$\frac{DE_m}{Dt} = \frac{1}{\rho_f}\bar{\bar{\sigma}}_f : \bar{\bar{\nabla}}\vec{v}, \quad \forall \vec{x} \in \Omega_f \tag{3.6}$$

Avec :

— $\rho_f(\vec{x}, t)$: la masse volumique du fluide
— $\rho(\vec{x}, t)$: la masse volumique moyenne dans un élément
— $\vec{v}(\vec{x}, t)$: le vecteur vitesse
— $\bar{\bar{\sigma}}_f(\vec{x}, t) = -p_f.\bar{\bar{I}}$: le tenseur des contraintes dans le fluide (la viscosité dans le fluide est négligée)
— $\bar{\bar{\sigma}}(\vec{x}, t)$: tenseur des contraintes moyennes au sein d'un élément
— $\vec{b}(\vec{x}, t)$: le vecteur des efforts volumiques (par unité de masse)
— $E_m(\vec{x}, t)$: l'énergie interne par unité de masse
— $\vec{x}$: le vecteur des coordonnées Eulériennes
— Ω_e : le domaine Eulérien

La masse volumique et le tenseur des contraintes moyennes au sein d'un élément sont donnés par :

$$\begin{cases} \rho = \alpha_f.\rho_f \\ \bar{\bar{\sigma}} = \alpha_f.\bar{\bar{\sigma}}_f \end{cases} \tag{3.7}$$

La discrétisation spatiale des différentes équations repose sur la méthode des éléments finis. En l'occurrence, les éléments Eulériens dans ABAQUS sont des éléments héxa-édriques à 8 nœuds, utilisant les fonctions d'interpolation linéaires et une intégration réduite (un point d'intégration situé au centre de l'élément). La méthode d'avancement en temps repose sur une technique dite "Operator Split" (voir par exemple [Benson, 1992] et [Souli and Sigrist, 2009]). Les simulations sont en fait divisées en une succession de phases de calcul Lagrangiennes, durant lesquelles le maillage se déplace avec le fluide, et de phases d'advection, durant lesquelles les différentes grandeurs sont retransférées vers le maillage initial. Durant les phases Lagrangiennes, les vitesses et déplacements des nœuds sont mises à jour à l'aide du schéma des différences finis centrées :

$$\begin{cases} \dot{u}^N_{i+1/2} = \dot{u}^N_{i-1/2} + \frac{\Delta t_{i+1}+\Delta t_i}{2}\ddot{u}^N_i \\ u^N_{i+1} = u^N_i + \Delta t_{i+1}\dot{u}^N_{i+1/2} \end{cases} \tag{3.8}$$

où u^N désigne le déplacement du nœud N et i l'incrément du temps. Concernant la méthode d'advection, assez peu de détails sont données dans la documentation ABAQUS. Par défaut, ABAQUS/Explicit emploie une méthode d'ordre deux basée sur les travaux de [VanLeer, 1977]. Il existe aussi une méthode d'ordre un, mais qui n'a pas été utilisée dans cette thèse. Il est bien connu que le schéma des différences centrées est conditionnellement stable. Cela signifie que le pas de temps doit rester sous une certaine valeur, appelée pas de temps critique. Il existe aussi une limite de stabilité liée au schéma d'advection : ABAQUS détermine le pas de temps au moyen de l'équation suivante :

$$\Delta t = Min(\alpha_1 \frac{L_e}{C_0}, \alpha_2 \frac{L_e}{\|\vec{v}\|}) \tag{3.9}$$

avec L_e la dimension caractéristique d'un élément donné, C_0 la vitesse du son dans le fluide (voir équation 3.3) et, α_1 et α_2 des coefficients inférieurs à 1. Notons que pour les

simulations d'impacts hydrodynamiques qui seront présentées dans ce mémoire, la limite du pas de temps est toujours liée à la célérité du son (car les vitesses atteintes dans le fluide sont toujours très inférieures à cette dernière).

$c_0[m.s^{-1}]$	$\rho_0[kg.m^{-3}]$
1450	1000

Tableau 3.1 – Paramètres de l'équation d'état pour l'eau.

3.1.2 Algorithme de couplage

Dans les simulations, le solide impactant sera considéré comme un solide rigide, modélisé de manière Lagrangienne. L'interaction entre le domaine Lagrangien et le domaine Eulérien (plus précisément avec une surface fluide) est assurée par un couplage mécanique par pénalisation. Pour la distribution des contraintes à l'interface entre les deux domaines, la loi de contact est décomposée en une partie tangentielle et une partie normale.

Pour le contact tangentiel, l'option "Frictionless" est utilisée. Cette option stipule que les deux surfaces en contact, ici le solide et le fluide, glissent l'une par rapport à l'autre sans frottement. Les contraintes tangentielles entre les deux domaines sont négligées (voir [ABAQUS, 2016a]). Cela est cohérent avec l'hypothèse d'un fluide non-visqueux.

Pour le contact normal à l'interface fluide-solide, l'option "Hard-Contact" est utilisée. Avec cette option, la pression de contact à l'interface fluide-solide ne peut être que positive. Cela implique que la séparation d'écoulement se produit lorsque la pression devient égale à zéro. Cette pression de contact apparaît lorsque la surface fluide et le solide se rencontrent. Dans ABAQUS, le contact solide-fluide est traité au moyen d'une méthode de pénalisation avec une raideur de contact linéaire, régit par l'équation 3.10 :

$$Pc = \begin{cases} -k_{lin}d \;\; si \;\; d \leq 0 \\ 0 \;\; si \;\; d > 0 \end{cases} \tag{3.10}$$

où P_c est la pression de contact et d la distance entre les surfaces fluides et solides, k_{lin} correspond à une raideur de contact. ABAQUS détermine "par lui même" la raideur de contact k_{lin}, il n'est pas possible de l'imposer. Même si la manière exacte pour déterminer k_{lin} n'est pas présentée dans la documentation ABAQUS, il est mentionné que k_{lin} est choisie en fonction de la raideur des éléments Eulériens au niveau de la surface de contact [ABAQUS, 2016b]. Cette raideur dépend de la compressibilité du fluide (et donc de la valeur de c_0) et de la géométrie des éléments. Cela implique que k_{lin} sera d'autant plus grande que le maillage est fin. Plus généralement, on peut mentionner que l'inconvénient d'utiliser un logiciel de calcul commercial est que les méthodes utilisées ne sont pas connues en détails. Il est donc important de vérifier qu'il est possible de retrouver des résultats de référence de la littérature, ce qui sera fait dans la suite de ce chapitre.

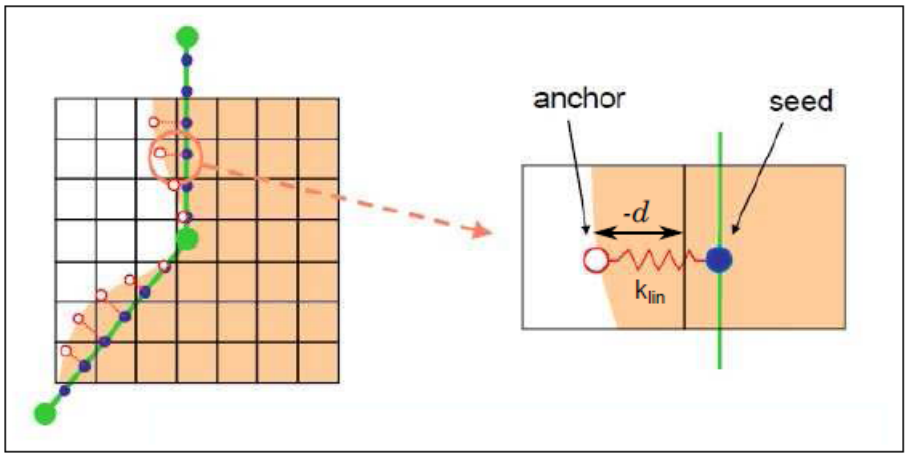


FIGURE 3.2 – Illustration de la méthode de couplage fluide-structure par pénalisation utilisée dans ABAQUS ([SIMULIA, 2008]).

La figure 3.2 illustre la méthode de calcul des efforts entre un domaine fluide et un solide Lagrangien. Dans notre cas, la partie fluide serait en beige et la surface solide en vert. On notera que la méthode CEL n'est applicable qu'au niveau d'une interface entre un fluide et du vide (et pas entre deux fluides). Cela implique qu'il ne sera pas possible de prendre en compte la présence de l'air dans les simulations. ABAQUS va automatiquement générer des "seeds" sur chaque élément Lagrangien et des "anchors" sur la surface fluide (cette surface est "reconstruite" à partir des fractions volumiques). Les efforts de contact transitant entre le fluide et le solide sont déterminés en fonction de la distance d entre les "anchors" et "seeds". Pour plus de détails concernant les méthodes de couplage Euler-Lagrange, le lecteur peut se reporter aux publications de [Benson and Ekazawa, 2004], [Aquelet et al., 2006] et [Souli and Sigrist, 2009]

3.2 Présentation du modèle numérique

Dans ce chapitre, nous modéliserons toutes les géométries de dièdres et de cylindres en $2D$ ($3D$ avec faible épaisseur), pour limiter les temps de calcul. La configuration du modèle numérique est montrée en figure 3.3 pour le cas d'un dièdre. Le dièdre supposé rigide est soumis à une vitesse verticale constante et vient impacter la surface libre au repos. Le déplacement de tous les nœuds du maillage fluide est fixé nul dans la troisième direction $\vec{z}$ ce qui en fait un modèle bidimensionnel. Les conditions aux limites sur les bords extérieurs du domaine fluide sont des conditions de non-réflexion. Le domaine fluide est modélisé à l'aide d'éléments Eulériens (appelés EC3D4 dans ABAQUS). Le solide est maillé à l'aide d'éléments quadrangles rigides (R3D4). De plus nous avons ajouté un plan (en pointillé jaune) qui vient séparer la partie haute contenant du vide de la partie basse contenant de l'eau. Ce plan correspond donc à la position initiale de la surface libre. Les études liées à la convergence du maillage et au choix du filtre ont été réalisées au chapitre 4 en section 4.1.2 sur le cas d'une section d'étrave avec angle de roulis. Les géométries des dièdres, les dimensions du domaine Eulérien et les caractéristiques du maillage sont identiques à celles adoptées dans le paragraphe 4.2.1 (cas des dièdres "simples").

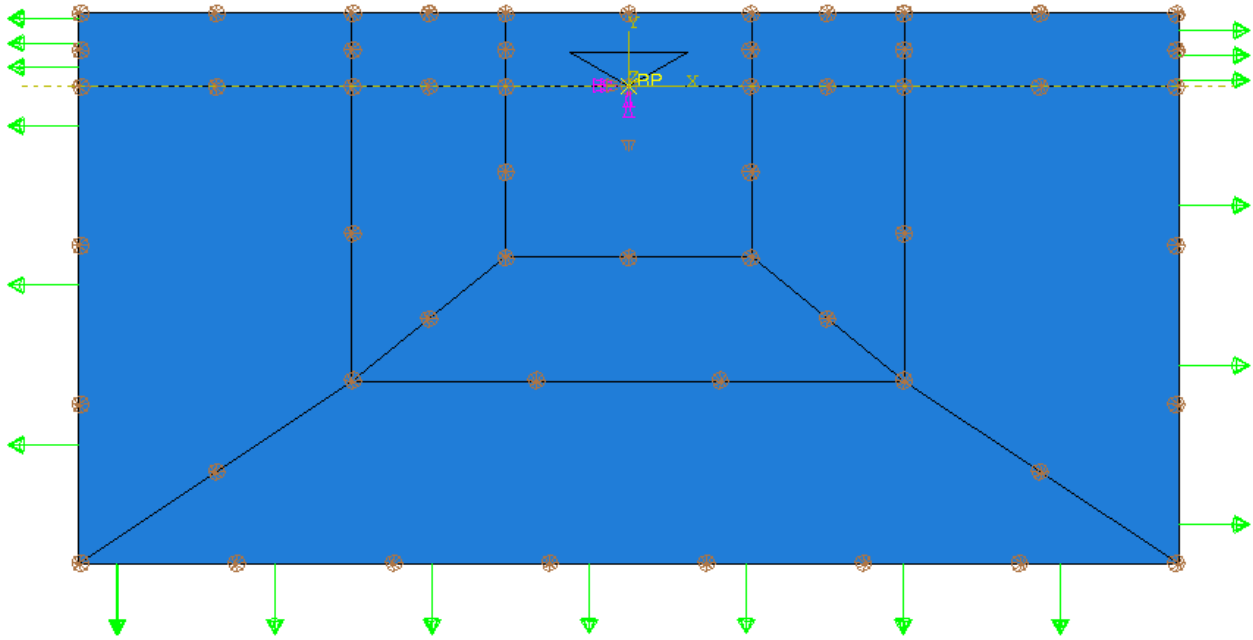


Figure 3.3 – Illustration du modèle numérique 2D utilisé pour les simulations d'impacts de dièdres.

3.3 Comparaison avec des résultats de la littérature

3.3.1 Dièdres

Afin de valider la méthode CEL utilisée pour les différentes simulations numériques menées dans ce travail, nous devons dans un premier temps comparer les résultats de ces simulations numériques pour des configurations simples, telles que des dièdres, avec des résultats de référence de la littérature scientifique. Les résultats provenant de différentes études numériques et théoriques seront considérés. [Bao et al., 2016] et [Iafrati and Battistin, 2003] ont réalisés des simulations d'impact de dièdre à l'aide de la méthode des éléments de frontière (BEM), qui a été brièvement présentée dans le chapitre précédent. La configuration considérée par [Bao et al., 2016] est illustrée en figure 3.4. Ces simulations permettent de considérer la séparation de l'écoulement au niveau des bords du dièdre. Les simulations menées par [Iafrati and Battistin, 2003] sont similaires mais ne considèrent pas d'angle de roulis, $\theta = 0$. [Maki et al., 2011] ont réalisés des simulations d'impact d'un dièdre à l'aide du code "Volumes Finis" OpenFoam. Dans ce cas, la surface libre est décrite par la méthode VOF. [Tassin et al., 2014] ont proposés différents modèles analytiques (de type Wagner) pour décrire les efforts hydrodynamiques lors d'un impact avec séparation.

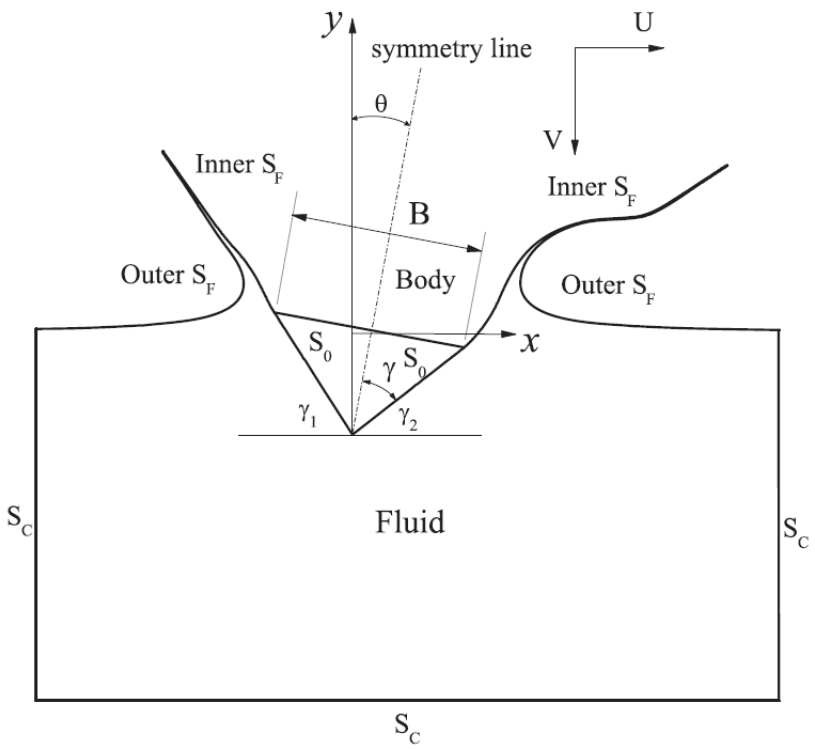


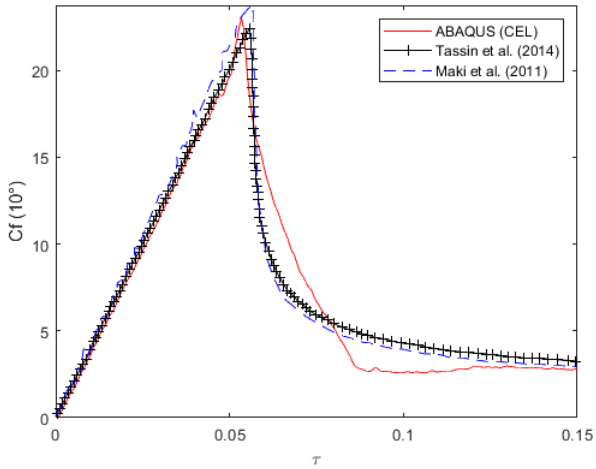
Figure 3.4 – Illustration du modèle BEM de [Bao et al., 2016].

Efforts hydrodynamiques

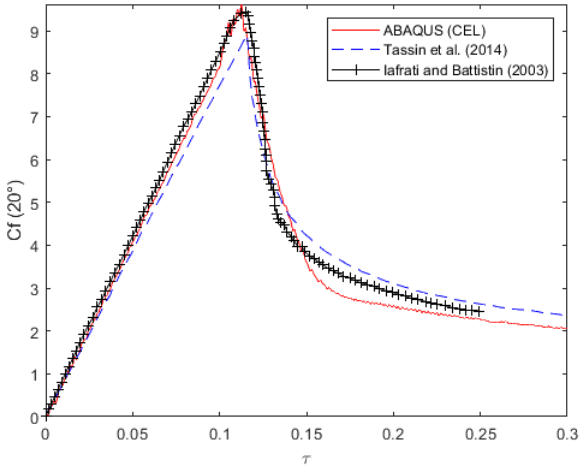
Les résultats seront présentés sous forme adimensionnelle, en terme de coefficient de force Cf en fonction du déplacement adimensionnel τ. Ces grandeurs sont définis par définie par $Cf(t) = \frac{2F(t)}{\rho S V(t)^2}$ et $\tau = \frac{U(t)}{B}$. Dans ces expressions, $F(t)$ et $V(t)$ sont, respectivement, l'effort hydrodynamique et la vitesse de la maquette. S est la surface projetée de la maquette, $S = L.B$ (L étant la longueur et B la largeur), $U(t) = \int_0^t V(\tau)d\tau$ est le déplacement vertical du dièdre.

En figure 3.5, nous comparons les coefficients de force que nous avons obtenus grâce aux simulations ABAQUS aux résultats de [Bao et al., 2016] (pour un angle de roulis nul), [Maki et al., 2011], [Iafrati and Battistin, 2003] et de [Tassin et al., 2014]. En ce qui concerne les simulations ABAQUS, les dièdres ont une largeur B=320 mm et ils impactent la surface libre avec une vitesse V=10m/s. Les coefficients de forces sont tracés pour des angles de relèvement $\beta = 10°$, $\beta = 20°$ et $\beta = 30°$. Comme nous pouvons le constater, pour chaque angle de relèvement, les trois courbes présentent une allure très similaire. Cf augmente linéairement jusqu'à atteindre un pic d'effort pour une valeur $\tau = 0.05$ pour $\beta = 10°$, $\tau = 0.12$ pour $\beta = 20°$ et $\tau = 0.2$ pour $\beta = 30°$. Ce maximum correspond au moment où l'écoulement se sépare du dièdre. L'effort chute ensuite progressivement. Comme nous le voyons, pour les trois angles considérés, les résultats fournis par le module CEL d'ABAQUS sont proches des différents résultats de la littérature. Les valeurs maximales de Cf, ainsi que les temps correspondants, semblent bien décrits par ABAQUS.

(a)



(b)



(c)

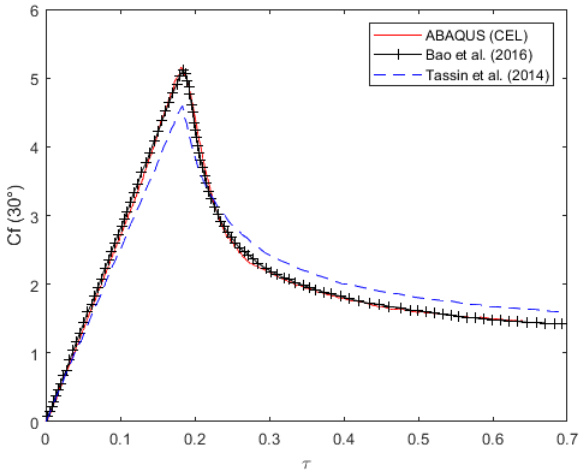


Figure 3.5 – Comparaisons des coefficients d'effort obtenus avec ABAQUS pour des angles de relèvement, (a) $\beta = 10°$, (b) $\beta = 20°$ et (c) $\beta = 30°$, avec les résultats de [Bao et al., 2016], [Iafrati and Battistin, 2003] et de [Tassin et al., 2014].

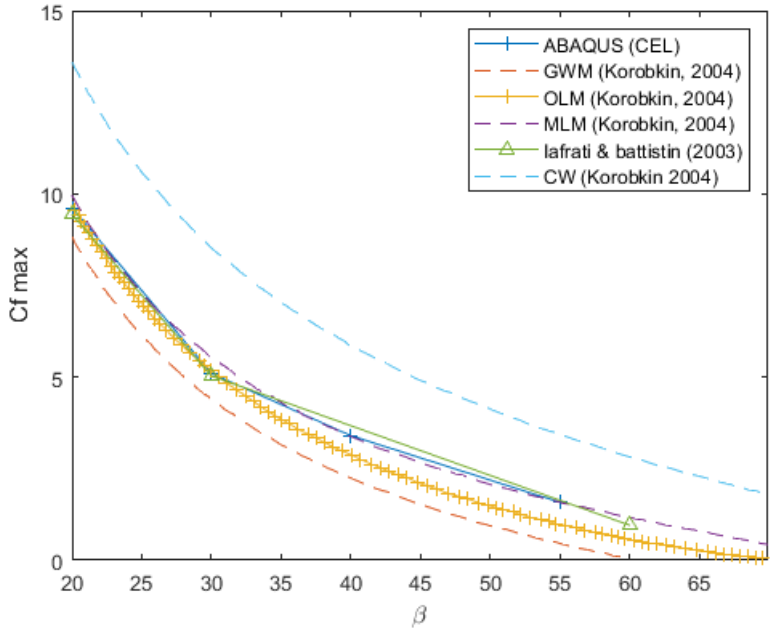


Figure 3.6 – Comparaison des valeurs maximales de coefficient d'efforts obtenues avec ABAQUS, pour différents angles de relèvement β, avec les résultats de [Korobkin, 2004] et de [Iafrati and Battistin, 2003].

Nous considérons maintenant l'évolution de la valeur maximale du coefficient de force en fonction de l'angle de relèvement β et la comparons aux modèles analytiques de [Korobkin, 2004] et aux résultats numériques de [Iafrati and Battistin, 2003], voir figure 3.6. Dans ses travaux, [Korobkin, 2004] compare 4 modèles analytiques différents : le modèle classique de Wagner (CW), le modèle de Wagner généralisé (GWM, il ne s'agit pas du modèle de Wagner généralisé décrit dans le chapitre 2, mais d'une version simplifiée), le modèle (original) de Logvinovitch (OLM) et le modèle de Logvinovitch modifié (MLM). Pour ces différents modèles, la force hydrodynamique $F(t)$ est obtenue par l'intégration de la pression hydrodynamique (voir équations 3.18 à 3.20) :

$$F(t) = 2\int_0^{a(t)} P(x,t)dx \tag{3.11}$$

où $a(t)$ est solution de l'équation $P[a(t),t] = 0$, sachant que la pression est positive dans l'intervalle $-a(t) < x < a(t)$. Les expressions suivantes de la force hydrodynamique $F(t)$ ont été obtenues par [Korobkin, 2004] :

$$F(t) = \rho V^2 c(t)[\frac{\pi^2}{2tan\beta} - K(\beta)] \text{ avec} \tag{3.12}$$

$$K(\beta) = 0 \text{ (CW)}, \tag{3.13}$$

$$K(\beta) = \frac{\pi}{tan\beta}(\frac{\pi}{2} - arcsin\xi) + \frac{1}{2}ln[\frac{1+\xi}{1-\xi}] \text{ (OLM)}, \tag{3.14}$$

$$K(\beta) = \frac{\pi}{tan\beta}(\frac{\pi}{2} - arcsin\xi) + \frac{1}{2}cos^2\beta ln[\frac{1+\xi}{1-\xi}] + \xi sin^2\beta \text{ (MLM)}, \tag{3.15}$$

$$K(\beta) = \frac{\pi}{tan\beta}(\frac{\pi}{2} - arcsin\xi) + \frac{1}{2}cos^2\beta ln[\frac{1+\xi}{1-\xi}] + \xi(sin^2\beta + \pi - 2) \text{ (GWM)}, \quad (3.16)$$

La variable ξ a pour expression $\xi = \frac{a(t)}{c(t)}$, avec $c(t)$ est l'abscisse positive de l'extrémité de la surface mouillée. La fonction $K(\beta)$ décrit des effets non-linéaires qui contribuent au calcul de la pression hydrodynamique. En adimensionnalisant l'expression de F(t), il obtient l'expression du coefficient de force Cf_{max} à l'instant t_m pour lequel la surface mouillée atteint le bord du dièdre (c'est à dire quand $c(t_m) = B/2$) :

$$Cf_{max} = F(t_m)/(\frac{1}{2}\rho V^2 B) = \frac{\pi^2}{2tan\beta} - K(\beta) \quad (3.17)$$

En observant la figure 3.6, on peut constater que les coefficients de force maximaux obtenus avec ABAQUS sont très proches de ceux calculés grâce aux quatre modèles analytiques utilisés par [Korobkin, 2004], excepté le modèle classique de Wagner qui surestime les efforts hydrodynamiques (ce qui était attendu). Les coefficients de forces du modèle CEL sont aussi en accord avec ceux obtenus par [Iafrati and Battistin, 2003] à l'aide de la méthode des éléments de frontière.

Pressions hydrodynamiques

Nous allons maintenant nous intéresser aux pressions agissant sur le dièdre. Nous considérons ici comme résultats de référence ceux obtenus par [Wang and Faltinsen, 2017] à l'aide de la méthode des similitudes, proposée initialement par [Dobrovol'skaya, 1969]. On notera que cette méthode considère un dièdre de largeur infinie. Dans le tableau 3.2, nous avons répertorié les distances verticales (Yc) des différents capteurs de pression utilisés dans les simulations ABAQUS (distance entre la pointe basse du dièdre et le centre de la surface de mesure, voir figure 3.7). Nous noterons que les capteurs ont une surface finie correspondant à un carré de côté 5 mm ($S_c = 25mm^2$)

	Yc1b(mm)	Yc2(mm)	Yc2b(mm)	Yc3(mm)	Yc4(mm)	Yc5(mm)
$\beta = 20°$	17	24	30	34	43.5	53
$\beta = 30°$	27	39	47.5	54	69	84
$\beta = 40°$	-	46.5	-	70.5	93.3	116.5

Tableau 3.2 – Positions des capteurs de pression utilisés dans les simulations ABAQUS d'impacts de dièdres.

(a)

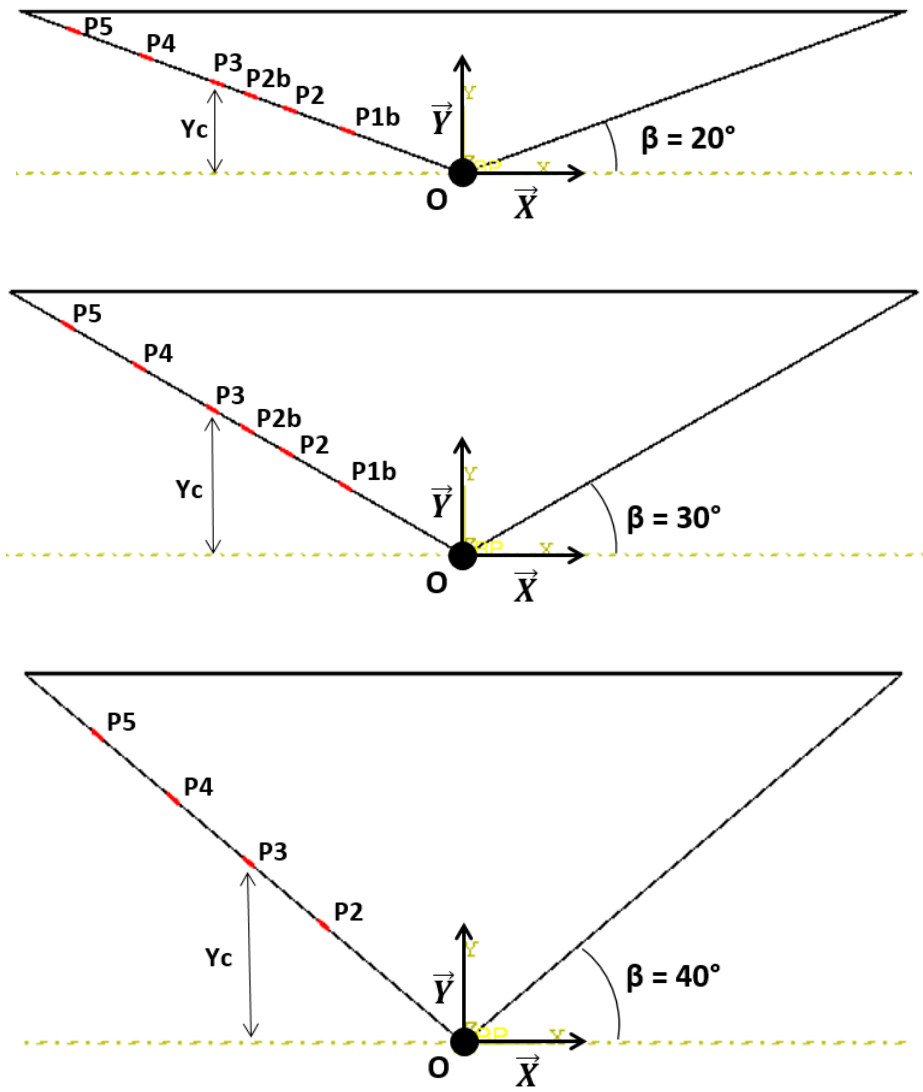


Figure 3.7 – Illustration de la géométrie des dièdres et de la position des capteurs de pression considérés dans les simulations numériques. Les angles de relèvement sont (a) $\beta = 20°$, (b) $\beta = 30°$ et (c) $\beta = 40°$.

De même que pour les efforts, nous avons adimensionnalisé les pressions en calculant les coefficients de pression Cp pour chaque capteur : $Cp(t) = \frac{2P(t)}{\rho V(t)^2}$, avec $P(t)$ la pression calculée à chaque instant de la simulation et $V(t)$ la vitesse de la maquette (prise constante dans les présentes simulations).

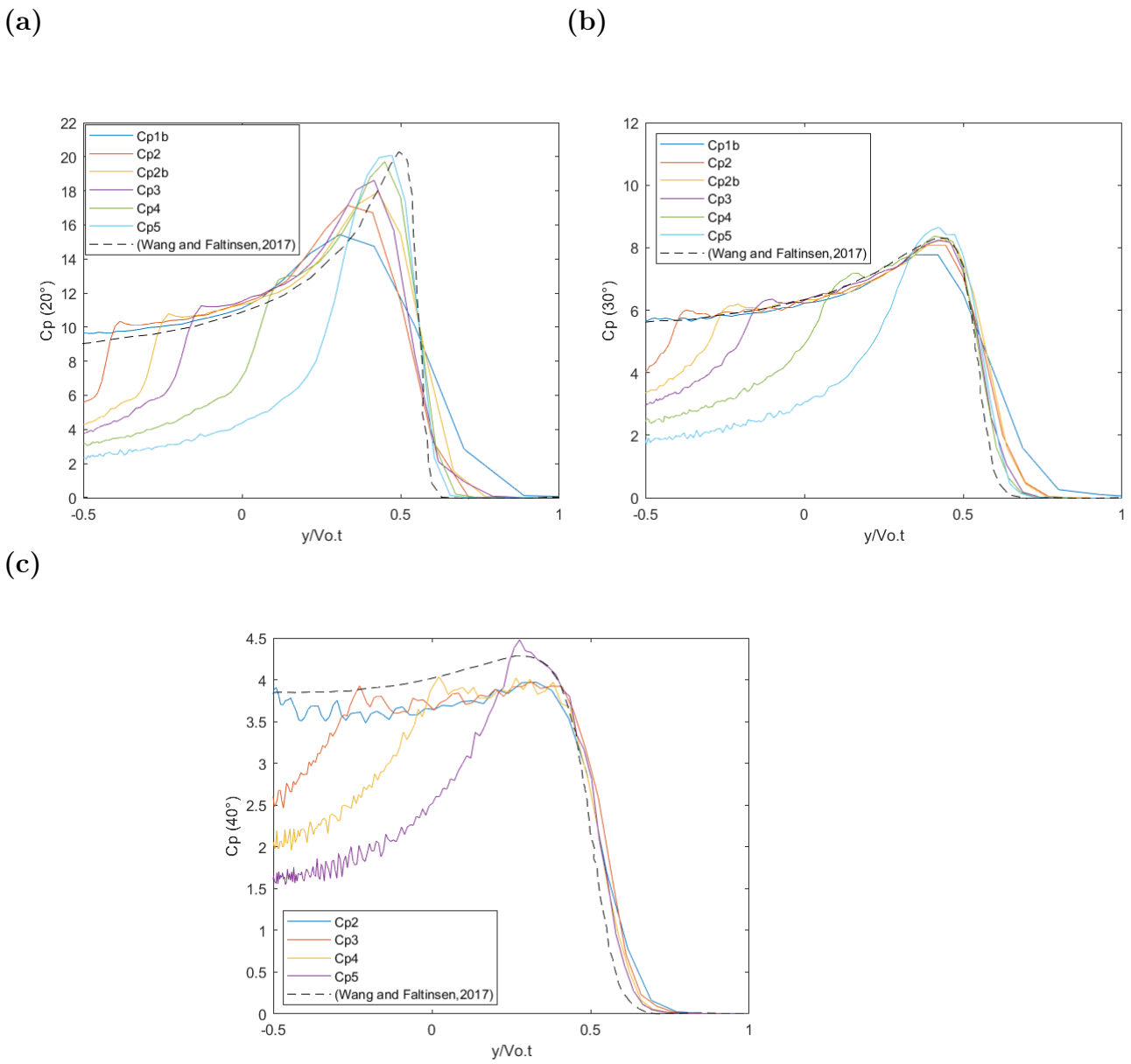


FIGURE 3.8 – Comparaison des Cp obtenus pour des angles de relèvement, (a) $\beta = 20°$, (b) $\beta = 30°$ et (c) $\beta = 40°$, grâce au module CEL d'ABAQUS avec les résultats de [Wang and Faltinsen, 2017] obtenus par la méthode des similitudes.

Cp_{max}	$\beta = 20°$	$\beta = 30°$	$\beta = 40°$
Cp1b	15.43	7.77	-
Cp2	17.14	8.09	3.97
Cp2b	17.92	8.28	-
Cp3	18.62	8.23	3.92
Cp4	19.71	8.37	4.03
Cp5	20.09	8.65	4.32
Cp [Wang and Faltinsen, 2017]	20.29	8.31	4.29

Tableau 3.3 – Tableau récapitulatif des Cp_{max} pour les dièdres.

Les évolutions des coefficients de pressions pour chaque capteur sont tracés en figure 3.8 en fonction de $y/V_0.t$ (y étant la position courante du capteur par rapport à la posi-

tion initiale de la surface libre et V_0 la vitesse d'impact), pour les différents angles de relèvement ($\beta = 10°$, $\beta = 20°$ et $\beta = 30°$). Comme nous l'avons précisé auparavant, le modèle de [Wang and Faltinsen, 2017] considère un dièdre infini. Il n'y a donc pas de séparation d'écoulement. Cela explique que les courbes correspondant au modèle de [Wang and Faltinsen, 2017] ne présentent pas de chute de la pression comme les courbes ABAQUS (ces chutes ont lieu après séparation de l'écoulement). Concentrons nous sur la partie des courbes correspondant à la phase avant écoulement et sur les pics de pressions. En se référant au tableau 3.3, on observe que pour des capteurs suffisamment éloignés de la pointe du dièdre les pics de pressions obtenus avec ABAQUS sont en très bon accord avec les résultats de [Wang and Faltinsen, 2017]. Pour des capteurs proches de la pointe et en particulier pour $\beta = 10°$, ABAQUS prévoit des valeurs de Cp_{max} plus faibles. La raison de cela est sans doute liée à la taille finie des capteurs de pressions dans ABAQUS et aussi au fait que, comme la surface mouillée augmente au cours du temps, elle devient au cours du calcul "supportée" par un plus grand nombre d'élément. On comprend que la précision sur le pic de pression augmente au cours du calcul.

Nous présentons en figure 3.9 une comparaison des coefficients de pression maximaux en fonction des angles de relèvement β avec les résultats analytiques de [Korobkin, 2004] en utilisant les modèles MLM, GWM et OLM (décrits précédemment). Pour le cas d'un dièdre se déplacent à vitesse constante V, les expressions des champs de pressions associées à ces trois modèles sont les suivantes :

$$\text{OLM}: \quad P(x,t) = \frac{1}{2}\rho V^2[\frac{\pi}{tan\beta}\frac{c}{\sqrt{c^2-x^2}} - \frac{c^2}{c^2-x^2}] \tag{3.18}$$

$$\text{MLM}: \quad P(x,t) = \frac{1}{2}\rho V^2[\frac{\pi}{tan\beta}\frac{c}{\sqrt{c^2-x^2}} - cos^2\beta\frac{c^2}{c^2-x^2} - sin^2\beta] \tag{3.19}$$

$$\text{GWM}: \quad P(x,t) = \frac{1}{2}\rho V^2[\frac{\pi}{tan\beta}\frac{c}{\sqrt{c^2-x^2}} - cos^2\beta\frac{c^2}{c^2-x^2} - sin^2\beta + 2 - \pi] \tag{3.20}$$

On rappelle que ces trois modèles sont basés sur la théorie de Wagner. Il diffèrent principalement par le traitement mathématique employés pour estimer la pression hydrodynamique sur la surface du solide. Nous invitons le lecteur à consulter [Korobkin, 2004] pour plus de détails à ce sujet. D'après la figure 3.9, on observe que les résultats ABAQUS sont généralement compris entre ceux des différents modèles analytiques. On notera cependant que la valeur de coefficient de pression au niveau de Cp2, obtenue pour $\beta = 20°$, est plus faible que les prédictions des modèles analytiques. Là encore, ce phénomène est très probablement lié à la taille finie des capteurs des simulations ABAQUS.

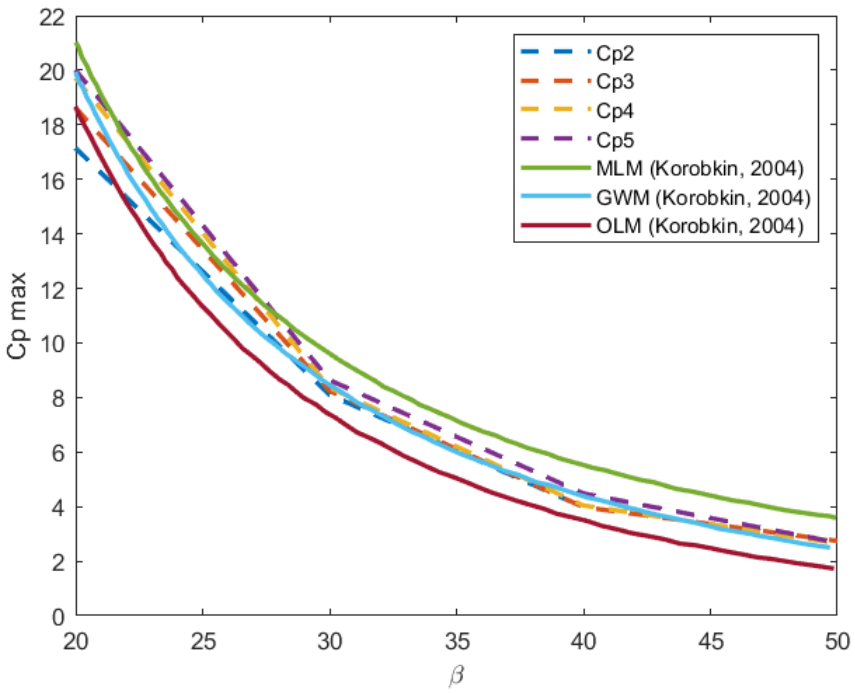


Figure 3.9 – Évolution de la valeur maximale du coefficient de pression avec l'angle de relèvement β. Les résultats obtenus avec ABAQUS sont comparés à ceux des modèles analytiques de [Korobkin, 2004].

3.3.2 Cylindre

La deuxième géométrie étudiée est celle d'un cylindre horizontal. Comme dans la section précédente, les résultats que nous avons obtenus avec ABAQUS (CEL) sont comparés avec différents résultats de la littérature. Nous considérons tout d'abord les résultats numériques de [Battistin and Iafrati, 2003], obtenus à l'aide de la méthode des éléments de frontière (en section 2.1.2), les résultats expérimentaux de [Cointe and Armand, 1987] et de [Campbell and Weynberg, 1980] et ceux de deux modèles analytiques utilisés par [Korobkin, 2004] : le modèle de Wagner (CW) et le modèle de Logvinovich (OLM).

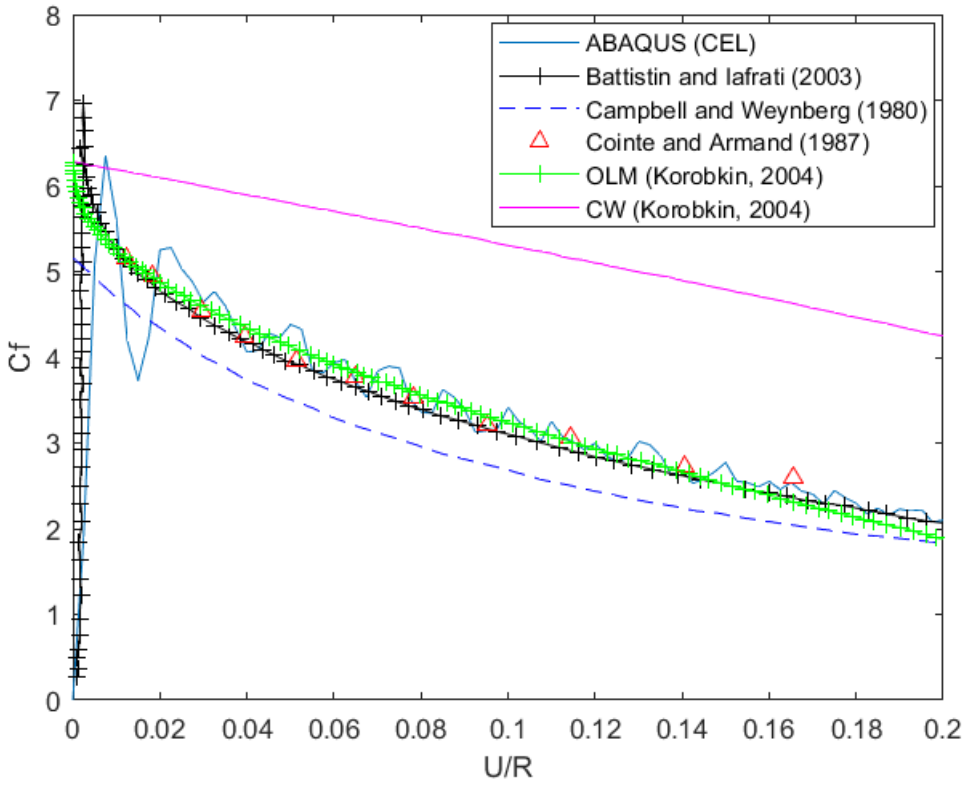
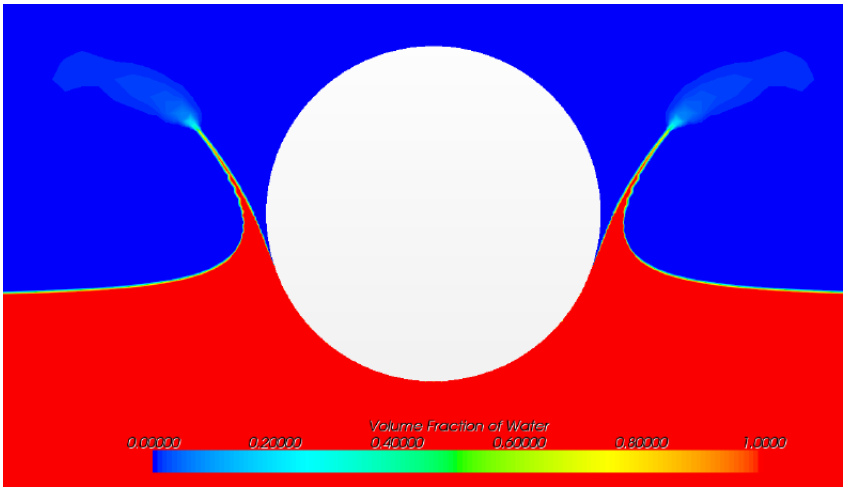


Figure 3.10 – Comparaison de l'évolution du coefficient de force lors de l'impact d'un cylindre, obtenue à l'aide du module CEL d'ABAQUS, avec différents résultats de la littérature.

Les résultats obtenus sont présentés en figue 3.10, qui montre l'évolution du coefficient de force ($Cf = F/(\rho.R.L.V^2)$) en fonction de la profondeur de pénétration adimensionnalisée (U/R), R étant le rayon du cylindre et L sa largeur. Nous observons que l'évolution d'effort prédite par ABAQUS est en très bon accord avec les résultats des simulations BEM de [Battistin and Iafrati, 2003], le modèle analytique OLM de [Korobkin, 2004], ainsi que les données expérimentales de [Cointe and Armand, 1987] et de [Campbell and Weynberg, 1980]. Le modèle de Wagner classique (CW) prévoit des efforts plus importants, mais ce résultat était attendu car il est bien connu que le modèle de Wagner surestime les efforts hydrodynamiques (sauf aux premiers instants de l'impact d'un corps arrondi au niveau du premier point de contact).

(a)



(b)

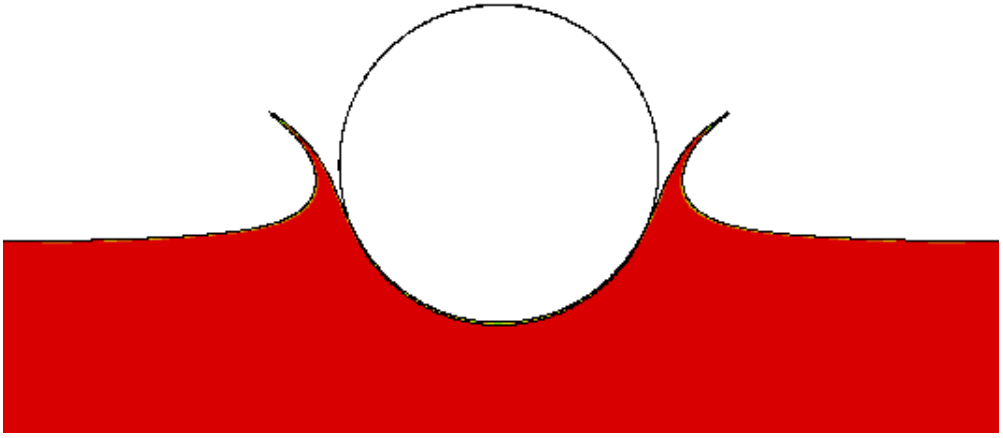


Figure 3.11 – Visualisation de la séparation d'écoulement lors de l'impact d'un cylindre ; (a) simulations réalisée par [Larsen, 2013], (b) simulations réalisées à l'aide d'ABAQUS.

Nous allons maintenant nous intéresser à la séparation de l'écoulement sur la surface du cylindre et considérer les résultats numériques de [Larsen, 2013]. Des visualisations de la séparation d'écoulement autour d'un cylindre sont proposées en figure 3.11. Les captures de la position de la surface libre sont prises pour $U/R = 0.5$. La visualisation obtenue grâce à ABAQUS est comparée à celle de [Larsen, 2013] qui a utilisé le logiciel STAR-CCM+ (utilisant la méthode VOF). Il est intéressant de noter que ces deux simulations reposent sur des hypothèses et des modèles physiques différents. Dans nos simulations (ABAQUS), le fluide est non-visqueux et l'interaction entre le fluide et le cylindre est décrite à l'aide d'un algorithme de contact. Cela signifie que la séparation va se produire dès que la pression de contact s'annule. Dans les simulations de [Larsen, 2013], la viscosité du fluide est prise en compte et une condition d'imperméabilité et de non-glissement est imposée à la surface du cylindre (la vitesse du fluide doit être égale à celle du cylindre). Notons que [Larsen, 2013] mentionne dans son étude qu'il a été obligé d'utiliser un maillage extrêmement fin à proximité du cylindre, permettant de résoudre la couche limite visqueuse, pour pouvoir observer la séparation de l'écoulement. Malgré les différences entre les simulations de [Larsen, 2013] et les nôtres, les géométries de surface libre présentées en

figure 3.11 semblent très similaires. Dans les deux cas, l'écoulement se sépare du cylindre à un endroit où la tangente à la paroie du cylindre fait un angle d'environ 60° par rapport à l'horizontale. On peut cependant noter que le jet à tendance à se diriger un peu plus vers l'extérieur dans notre cas.

3.4 Résumé

Nous avons présenté la méthodologie numérique utilisée pour étudier des problèmes d'impacts hydrodynamiques. Elle repose sur l'utilisation d'un algorithme de couplage Euler-Lagrange et de la méthode VOF. Cette méthode est simple dans sa mise en œuvre (il n'est pas nécessaire de créer un maillage fluide coïncidant avec celui du solide) et les temps de calcul sont encore raisonnables pour des cas 2D. Elle permet de suivre l'élévation de la surface libre au cours du temps qui est le phénomène qui précède un impact secondaire. Les résultats obtenus grâce à cette méthode sont en bon accord avec les résultats de la littérature. Nous testerons par la suite davantage les capacités de cette méthode pour des géométries de corps impactant plus complexe, pouvant générer des impacts secondaires.

Chapitre 4

Etude numérique des chargements générés lors d'impacts hydrodynamiques secondaires

L'objectif de ce chapitre est d'étudier les chargements hydrodynamiques s'exerçant sur une section bidimensionnelle en présence d'impacts hydrodynamiques secondaires. Pour cela, des simulations numériques sont réalisées avec ABAQUS/Explicit. Deux cas d'étude sont considérés : une section d'étrave avec angle de roulis et des dièdres (ayant différents angles de relèvement) présentant un bulbe au niveau de leur partie inférieure. Pour ce second cas d'étude, les résultats sont comparés à ceux obtenus pour un dièdre simple afin d'analyser l'influence de l'impact secondaire.

4.1 Premiers cas d'étude : section d'étrave avec angle de roulis

4.1.1 Définition de la géométrie d'étrave et modélisation

La géométrie utilisée est représentée par la figure 4.1. Elle correspond à une section d'une maquette expérimentale disponible au laboratoire. La hauteur (H) et la largeur (l) (indiquées en figure 4.1) sont identiques à celles de la maquette expérimentale, la longueur (L) de la maquette expérimentale est de 495 mm. Pour diminuer les temps de simulation, nous avons réalisé tous les calculs en prenant une longueur de 5 mm et des conditions aux limites adaptées (voir par la suite) pour assimiler le modèle à un modèle 2D. Les pressions sont mesurées sur 6 capteurs différents (P1 à P6) comme nous le montre la figure 4.1. Chaque capteur possède une surface de mesure (carrée) de 25 mm^2. Cette surface a été prise égale à celle des capteurs qui seront utilisés dans l'étude expérimentale (chapitre 5), qui ont un diamètre $D = 5.6mm$. Les coordonnées des positions de chaque capteur sont répertoriées dans le tableau 4.1. Plusieurs angles de roulis allant de 0° à 15° seront utilisés durant les simulations. Les résultats de ces simulations seront comparés aux résultats d'essais dans le chapitre 6.

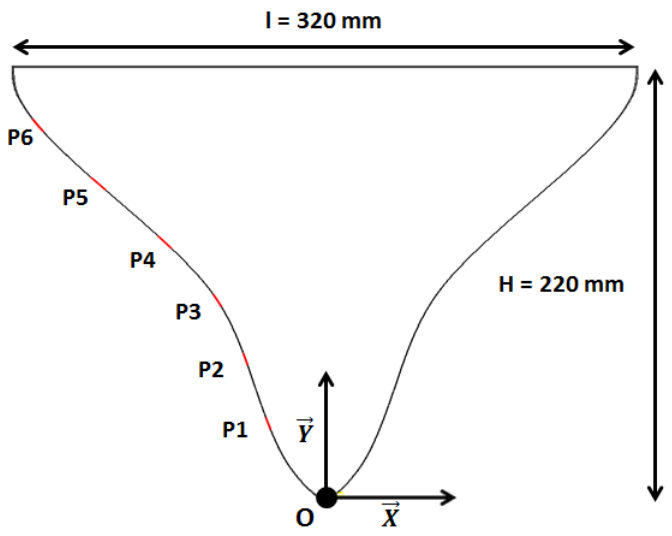


Figure 4.1 – Géométrie de la section d'étrave et positions des capteurs de pression.

	P1	P2	P3	P4	P5	P6
X(mm)	-29	-40.8	-55	-89.1	-116.1	-147.3
Y(mm)	39	71.8	101.8	131.7	161.6	191.5
Z(mm)	-247.5	-247.5	-247.5	-247.5	-247.5	-247.5

Tableau 4.1 – Coordonnées des positions des capteurs de mesure (les coordonnées correspondent au centre du capteur par rapport au point le plus bas de l'étrave, O).

La configuration du modèle éléments finis d'impact est montrée en figure 4.2. La section d'étrave est soumise à une vitesse verticale constante et vient impacter la surface libre initialement au repos avec un angle de roulis θ. L'axe $\vec{x}$ est situé au niveau de la surface libre initiale et l'axe $\vec{y}$ est placé sur une ligne verticale passant par la pointe basse de la géométrie. Le déplacement de tous les nœuds du maillage fluide est fixé nul dans la direction $\vec{z}$ ce qui en fait un modèle bidimensionnel. Les conditions aux limites sur les bords extérieurs du domaine fluide sont des conditions de non-réflection. Comme dans le chapitre 3, le domaine fluide est maillé à l'aide d'éléments Eulériens hexahedriques et le corps impactant à l'aide de quadrangles rigides. La ligne en pointillés jaunes visible en figure 4.2 indique la position initiale de la surface libre ; les éléments Eulériens situés en dessous ont une fraction volumique de fluide initiale égale à 1 et ceux situés au dessus égale à 0. Nous précisons que les simulations ne tiennent pas compte de la présence d'air ; une fraction volumique de fluide de 0 correspond donc à un élément "vide".

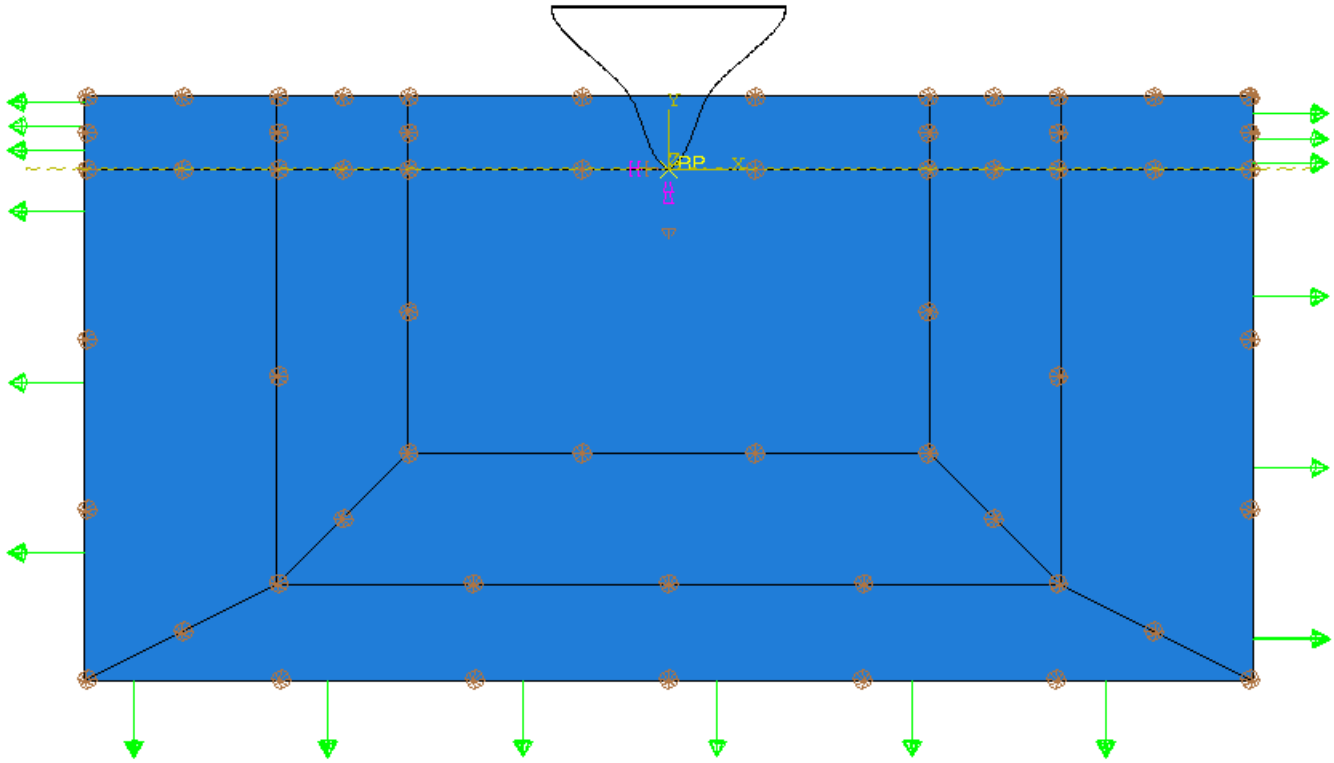


Figure 4.2 – Configuration du modèle d'impact d'une section de carène. Pour certaines simulations, la section sera inclinée d'un angle de roulis θ.

4.1.2 Résultats des simulations

Convergence du maillage

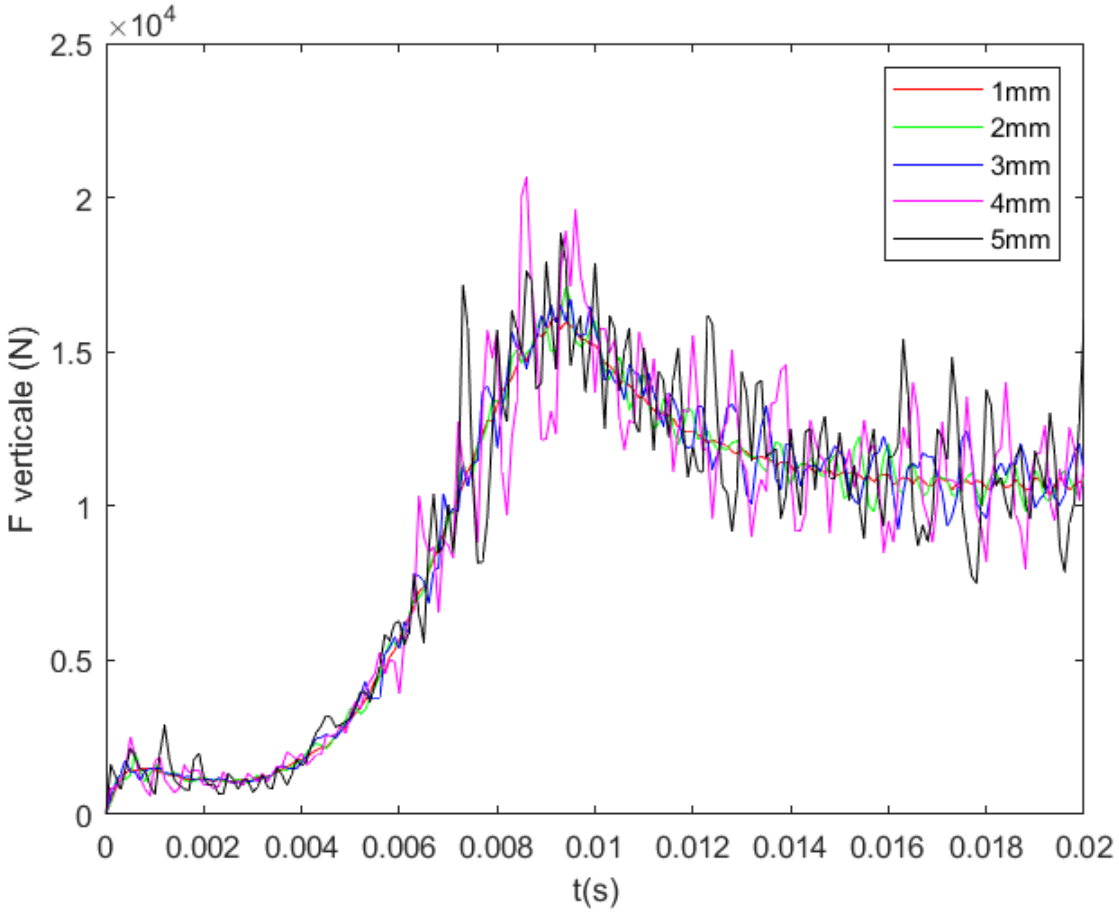


FIGURE 4.3 – Influence de la taille des éléments dans la zone d'impact sur l'effort vertical agissant sur la section de carène. L'angle de roulis est égale à 0 et la vitesse d'impact est de 10 m/s.

Taille des éléments dans la zone d'impact	Nombre d'éléments	Force max (kN)
5 mm	49 748	18.81
4.5 mm	50 450	20.29
4 mm	51 359	20.64
3.5 mm	80 653	19.4
3 mm	110 468	18.73
2.5 mm	195 321	17.88
2 mm	302 000	17.11
1 mm	1 619 000	16.08
0.8 mm	2 881 000	16.13

Tableau 4.2 – Tableau répertoriant les valeurs des efforts maximaux obtenus avec les différents maillages utilisés pour les simulations d'impact de la section de carène.

Pour déterminer la taille de maille permettant d'obtenir des résultats précis, nous avons réalisé plusieurs simulations en faisant varier la taille des éléments à proximité du corps impactant, ainsi que celle des éléments du maillage Lagrangien. La même taille est utilisée pour les éléments Lagrangiens et Eulériens (dans la zone d'impact). Afin d'illustrer la convergence au maillage des résultats, la figure 4.3 montre l'évolution temporelle de la force d'impact obtenue avec les différents maillages. Notons que les courbes ont été filtrées avec un filtre Butterworth (nous discutons le choix du filtre dans la section suivante) avec une fréquence de coupure Fc=1000 Hz. Dans le tableau 4.2, nous avons répertorié le nombre total d'éléments utilisées (Eulériens + Lagrangiens) et la valeur de l'effort maximal vertical (calculé pour une longueur L=495 mm). Le corps impact le fluide avec une vitesse de 10 m/s constante. Après analyse des résultats, nous pouvons observer que la valeur de l'effort vertical maximal se stabilise autour des 16 kN à partir d'un nombre total d'éléments se situant aux alentours de 1,6 millions, ce qui correspond à une taille d'éléments de 1 mm dans la zone située proche du solide. Ce maillage sera utilisé par la suite.

La figure 4.4 illustre le maillage retenu au niveau de la zone d'impact. Dans cette zone, les éléments fluides ont une géométrie régulières. En prenant en considération le temps de calcul, la taille du domaine Eulérien (eau + vide) a été prise égale à 1600 mm en largeur et 800 mm en hauteur (des tests ont été réalisés avec des tailles différentes et ont montrés que la taille retenue évite tout effet de confinement parasite). Le domaine Eulérien est partitionné en plusieurs zones maillées différemment selon qu'elles soient plus ou moins éloignées du solide. Les éléments de la zone à proximité du solide ont une taille égale à 1 mm, ceux de la zone intermédiaire possèdent une taille qui varie progressivement de 1 à 10 mm et enfin ceux de la zone la plus éloigné du solide ont une taille qui varie de 10 à 50 mm. Le maillage comprend 1 619 000 éléments.

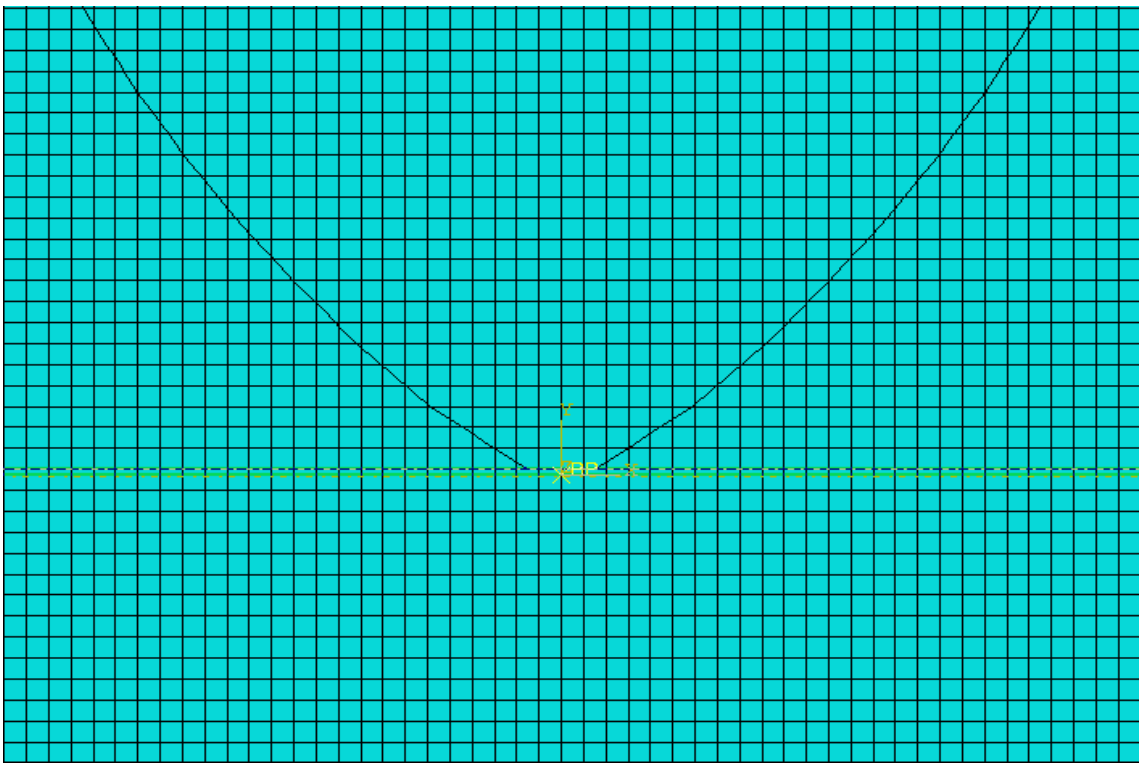


Figure 4.4 – Illustration du maillage utilisé dans la zone d'impact lors des simulations présentées dans la suite de cette section. La taille des éléments Eulériens est de 1 mm.

Choix du filtre

Les résultats obtenus avec la méthode couplage Euler-Lagrange d'ABAQUS/Explicit sont généralement assez bruités. La figure 4.6 nous montre par exemple le signal d'effort "brut" fourni par ABAQUS. Ce phénomène est caractéristique de la méthode de couplage Euler-Lagrange par pénalisation, voir l'analyse de ce phénomène réalisée par [Aquelet et al., 2006]. Ces auteurs ont proposé d'introduire de l'amortissement dans l'algorithme de contact pour réduire les oscillations haute-fréquence. Cette méthode, qui a été intégrée dans le code de calculs LS-DYNA, n'est pas disponible dans ABAQUS. Pour cette raison, afin d'obtenir des résultats plus lisibles et supprimer ce bruit haute fréquence d'origine numérique, nous avons utilisé un filtre passe-bas. ABAQUS/Explicit propose plusieurs filtres à appliquer aux fichiers de sorties (voir [ABAQUS, 2016d]) :

- Butterworth
- Chebyshev de type 1
- Chebyshev de type 2

Les différents types de filtres se distinguent par leurs capacités d'accepter la partie du signal à base fréquence et de supprimer les données aux dessus d'une certaine fréquence de coupure F_c. Plus précisément, les filtres incluent une bande de transition autour de la fréquence de coupure dans laquelle les données acceptées sont légèrement modifiées, voir la figure 4.5 issue de la documentation ABAQUS. Le filtre Butterworth a une largeur de zone de transition plus large que ceux de Chebyshev, mais a l'avantage d'avoir une réponse plate dans la gamme des basses fréquences et pas de pic dans la gamme des hautes-fréquences. De plus, il est plus simple d'utilisation car il ne nécessite que de spécifier un seul paramètre : la fréquence de coupure. Nous nous sommes donc orienté vers ce filtre

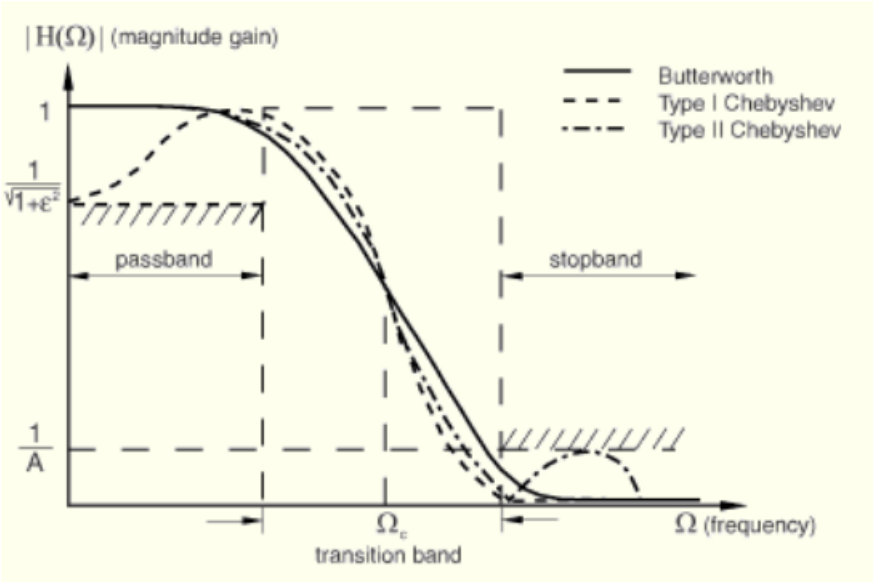


Figure 4.5 – Courbes de gains pour différents filtres disponibles dans ABAQUS ([ABAQUS, 2016c]).

Une fois le type de filtre choisi, nous devons déterminer la fréquence de coupure permettant d'exploiter "au mieux" les résultats. En observant les différentes courbes en figure 4.7, il semble qu'une fréquence de coupure $Fc = 1000Hz$ soit un bon compromis. En effet, cette fréquence permet d'enlever la majorité du bruit du signal tout en ne déformant pas l'allure du signal d'origine. Cette valeur sera utilisée par la suite.

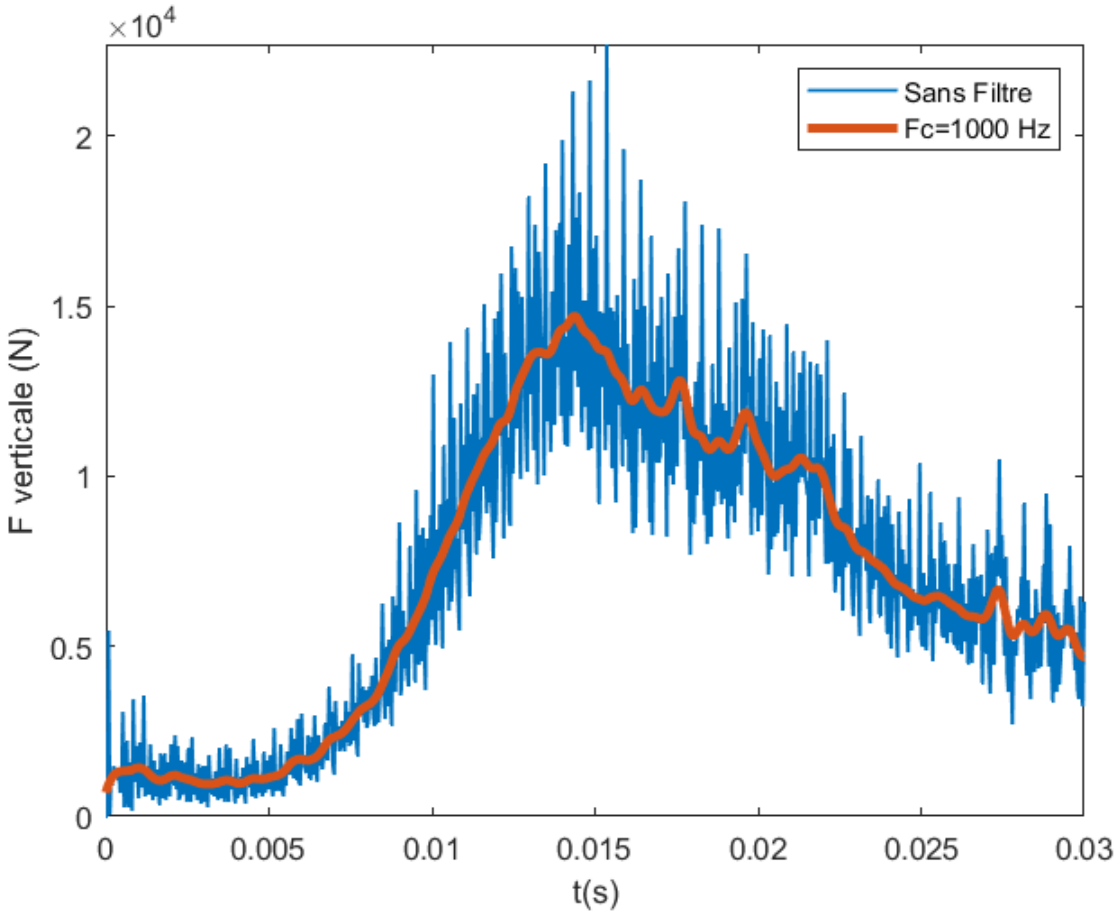


Figure 4.6 – Variation temporelle de la force verticale avec et sans filtre appliqué. Le maillage de référence a été utilisé.

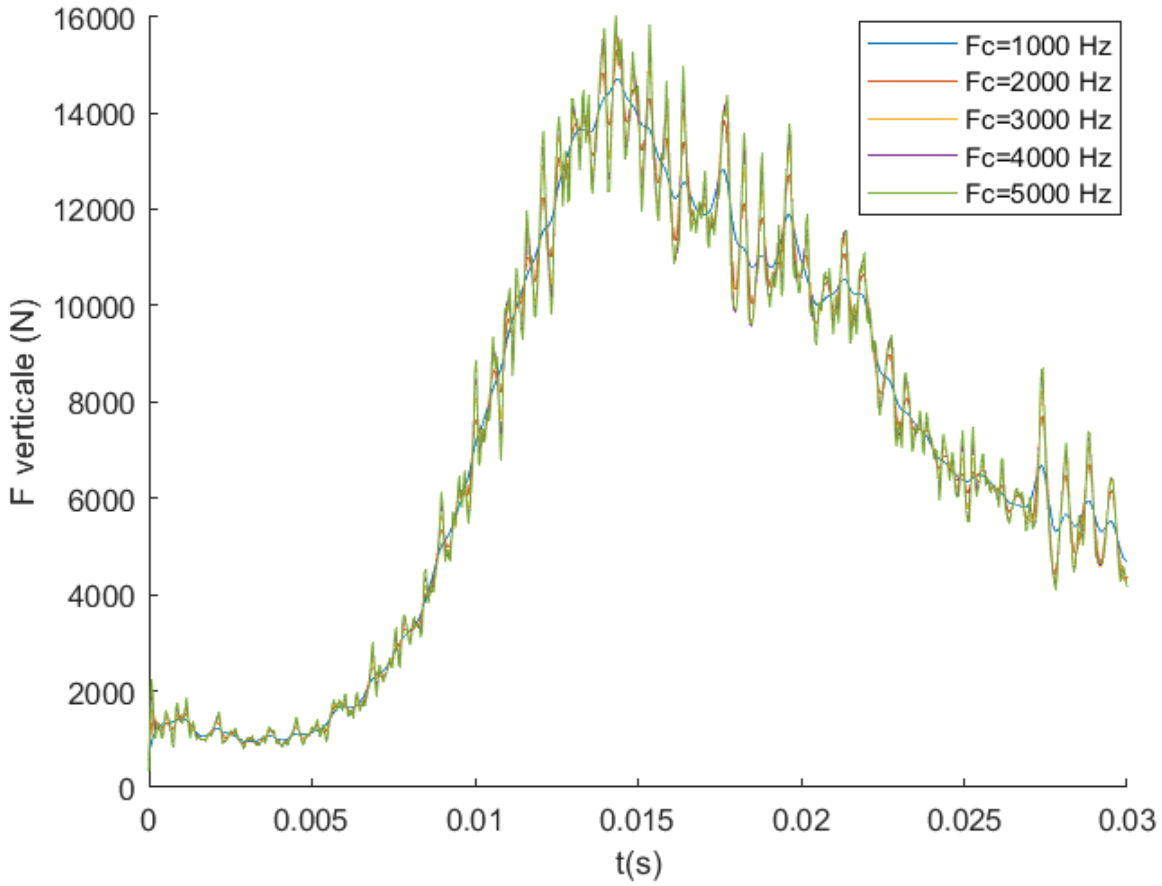


Figure 4.7 – Variation temporelle de la force verticale avec un filtre Butterworth pour différentes fréquences de coupure.

Effet de l'angle de roulis sur les forces d'impact

Nous avons réalisé des simulations d'impact avec une vitesse de 10 m/s pour différents angles de roulis. La figure 4.8 montre l'évolution au cours de l'impact des composantes verticales et horizontales de la force hydrodynamique agissant sur la section de carène pour différents angles de roulis allant de $\theta = 0°$ à $\theta = 15°$. La force verticale atteint environ 14 kN pour des angles de roulis inférieurs à 8°. Par contre, elle devient plus élevée pour $\theta = 10°$ et $\theta = 15°$, elles dépassent alors 16 kN. Cette observation s'explique par le fait qu'un angle de roulis important entraine un faible angle de relèvement, ce qui cause un effort d'impact vertical plus important (voir [Wang et al., 2012]).

Comme attendu, les efforts horizontaux (selon la direction $-\vec{X}$) augmentent en fonction de l'angle de roulis. Ceci s'explique par l'asymétrie du corps impactant. Il est intéressant de noter que les efforts horizontaux sont du même ordre de grandeur que les efforts verticaux, même si les angles de roulis considérés sont assez faibles. Par exemple, pour $\theta = 15°$, l'effort horizontal atteint 12 kN alors que l'effort vertical maximal est de 16 kN. En outre, on notera que les évolutions temporelles de la force verticale et horizontale sont différentes. En effet, la durée durant laquelle la force horizontale atteint des valeurs significatives est plus courte que pour la force verticale. Cela s'explique sans doute par le fait que l'effort horizontal est lié aux pressions exercées par le fluide sur les parties

les plus verticales de la section d'étrave, qui sont plutôt situées sur la partie basse de celle-ci (voir figure 4.1). On notera que le temps pour lequel la section est entièrement immergée est d'environ 0.022 s (dans tous les cas). Cet instant est visible sur les courbes présentées en figure 4.8 où l'on observe une baisse marquée de l'effort vertical. Néanmoins, cet effort est non nul après immersion totale, il conserve un niveau significatif qui décroit progressivement avec le temps.

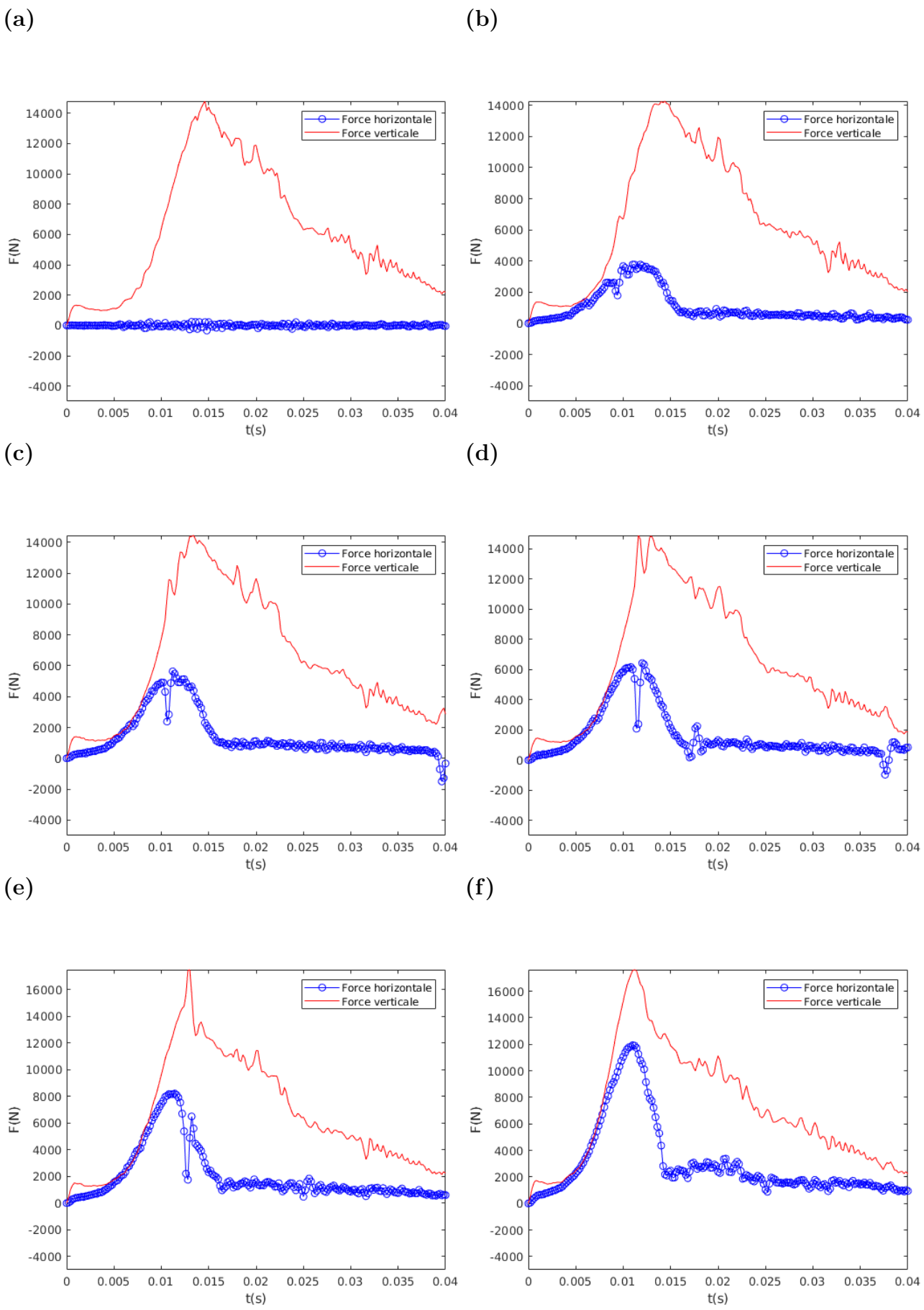


Figure 4.8 – Variation des forces verticales et horizontales sur la section d'étrave en fonction du temps. La vitesse d'impact est V=10 m/s et différents angles de roulis sont considérés : (a) $\theta = 0°$; (b) $\theta = 5°$; (c) $\theta = 7°$; (d) $\theta = 8°$; (e) $\theta = 10°$; (f) $\theta = 15°$.

En figure 4.9, nous avons comparé les coefficients d'efforts adimensionnels des simulations sans angle de roulis ($\theta = 0°$), pour des vitesses de 10 m/s et 15 m/s. Le coefficient de force est défini par $Cf(t) = \frac{2F(t)}{\rho S V(t)^2}$ et est tracé en fonction de l'enfoncement adimensionnalisé de la géométrie (h/l) ; l étant la largeur de la section de carène et h la profondeur de pénétration.

L'écart moyen entre les deux courbes de coefficient de force (pour les vitesse de 10 m/s et 15 m/s) est de 0.6%. Les courbes sont pratiquement confondues. Cela permet de vérifier que la compressibilité du liquide, ainsi que la raideur de contact utilisée dans la méthode de couplage Euler-Lagrange par pénalisation (nous rappelons que cette raideur est choisie automatiquement par le logiciel en fonction de la taille des éléments et les propriétés des fluides et matériaux en présence) n'affectent pas les résultats obtenus. Cela signifie que les efforts donnés par ABAQUS sont liés uniquement à l'inertie du fluide.

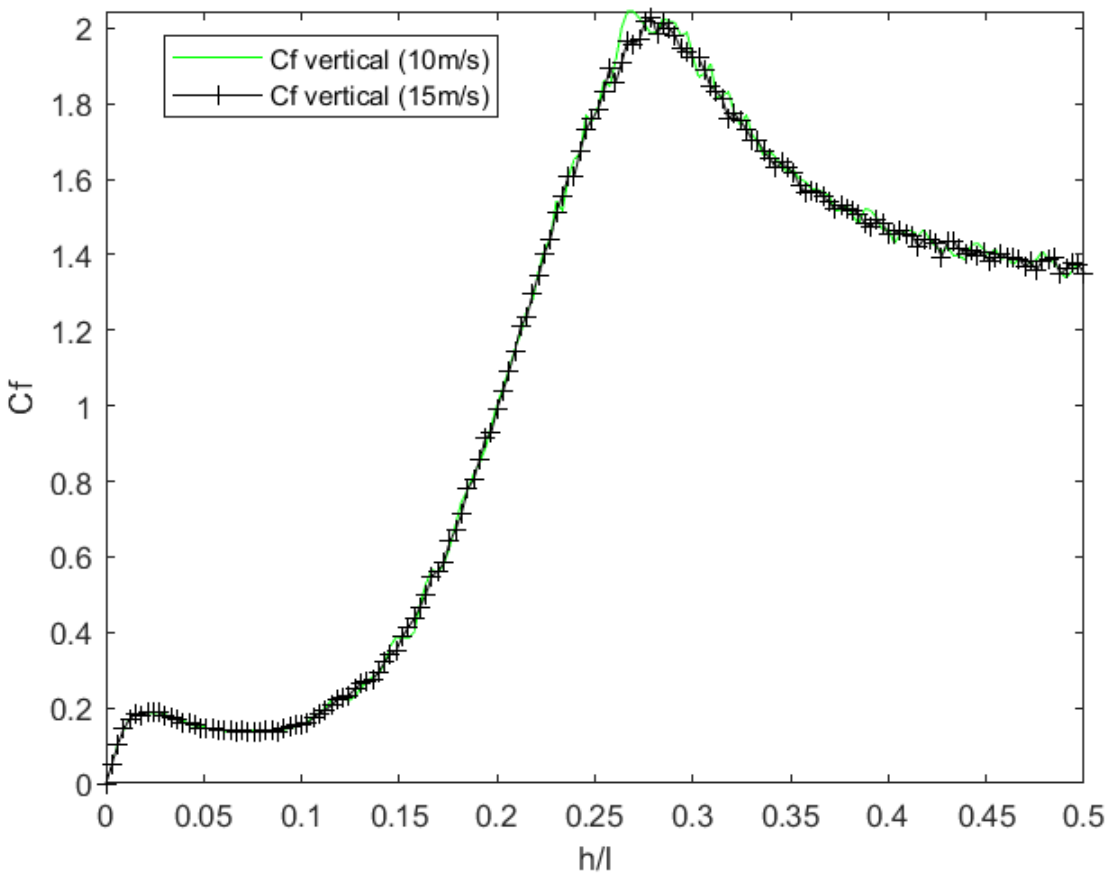


Figure 4.9 – Comparaison entre les coefficients de forces numériques pour la section d'étrave obtenus pour des vitesses de 10 m/s et 15 m/s et pour un angle de roulis $\theta = 0°$.

Pressions d'impact sur les capteurs

L'évolution temporelle des pressions mesurées pour une vitesse V=10 m/s au niveau des différents capteurs (surfaces de mesure), P1 à P6 (voir figure 4.1), est illustrée par la figure 4.10. Les surfaces de mesures sont toutes situées sur la partie gauche de la géométrie, c'est à dire du coté où l'on peut observer la formation d'une cavité et d'un impact secondaire.

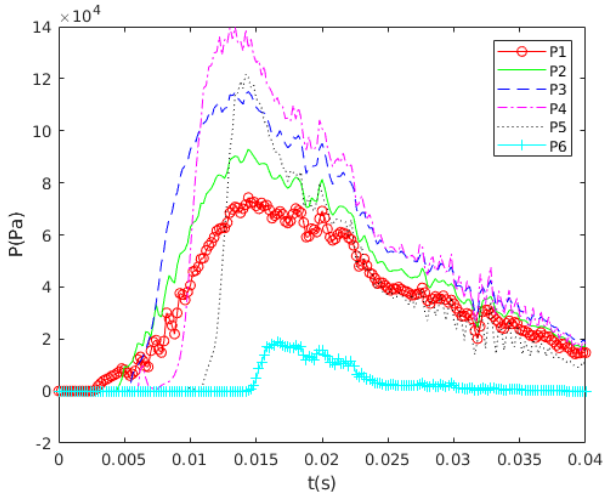
Nous rappelons que les capteurs numériques ont une taille finie de 25 mm^2 correspondant à celle des capteurs qui seront utilisés lors de l'étude expérimentale. Les pressions présentées correspondent à la pression moyenne agissant sur la surface du capteur. Cette pression moyenne est obtenue en divisant la résultante des efforts de contact agissant sur la surface de mesure par l'aire de cette dernière.

Pour un angle $\theta = 0°$ (figure 4.10 (a)), les capteurs P1 à P6 sont immergés successivement. C'est d'abord P1 qui mesure un signal aux environs de t=0.0025 s et P6 reçoit le signal en dernier aux environs de t=0.014 s. Nous pouvons en déduire que l'écoulement suit le contour de la structure. Comme nous le verrons par la suite, il n'y a pas pour $\theta = 0°$ de séparation d'écoulement au niveau de la partie basse de la géométrie. De plus, la pression maximale est enregistrée au niveau du capteur P4 avec une valeur atteignant environ 1.4 bar. Ce résultat peut s'expliquer par le fait que l'angle local de relèvement au niveau de ce capteur soit le plus faible (figure 4.1). Les signaux sont un peu bruités malgré l'utilisation de la méthode de filtrage.

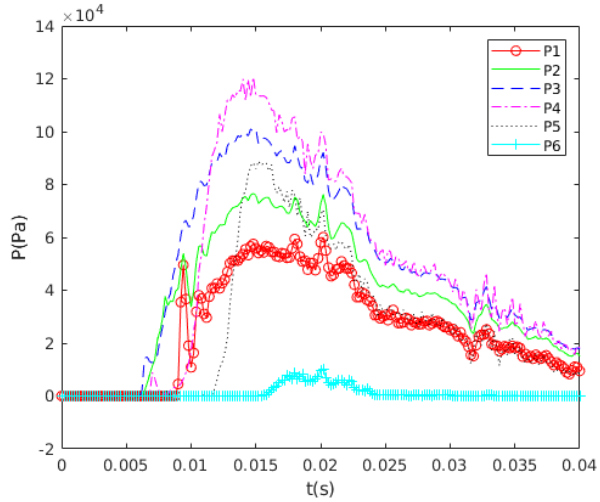
Pour des angles allant de $\theta = 5°$ à $\theta = 8°$, c'est la pression au niveau de P3 qui augmente en premier lors de la simulation. Ce sont ensuite, dans l'ordre suivant, les capteurs P4, P2, P1, P5 et P6 qui mesure une hausse de pression. Cette absence de signal des capteurs P1 et P2 au début de la simulation s'explique par la création d'une cavité (même si nous verrons par la suite que celle-ci est très peu marquée) et d'un impact secondaire au niveau de P3 qui intervient à t=0.0065 s. Les pics marquées observé ensuite au niveau de P1 et P2 s'expliquent par "l'écrasement" de la cavité provoqué par la pression de la masse d'eau environnante et un rétablissement du contact sur la partie basse de l'étrave (où sont situés ces capteurs).

Nous pouvons distinguer sensiblement la même chose pour $\theta = 10°$ et pour $\theta = 15°$, à quelques détails près. Les pressions sont en moyenne plus faibles comparées aux autres angles d'inclinaisons car plus l'angle de roulis est élevé plus les angles locaux de relèvement sur la partie gauche deviennent importants. Par contre, les pics de pression atteignent des valeurs P2=1.4 bar et P3=2 bar respectivement pour $\theta = 10°$ et $\theta = 15°$. Il apparait donc que les valeurs de pression les plus grandes sont atteintes pour $\theta = 15°$ (malgré la réduction des angles de relèvement locaux). Ce phénomène est attribué au phénomène d'impact secondaire.

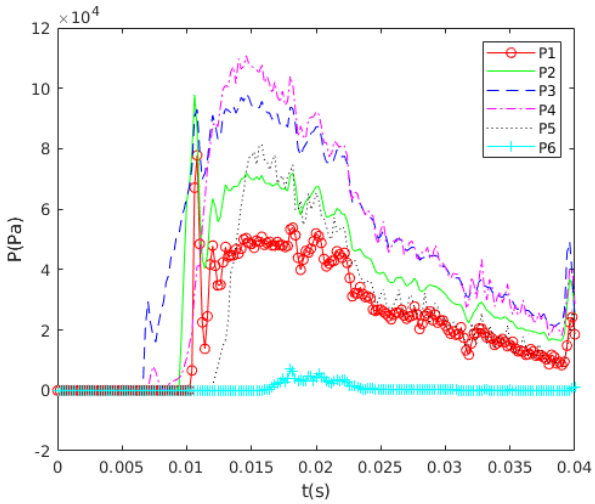
(a) $\theta = 0°$



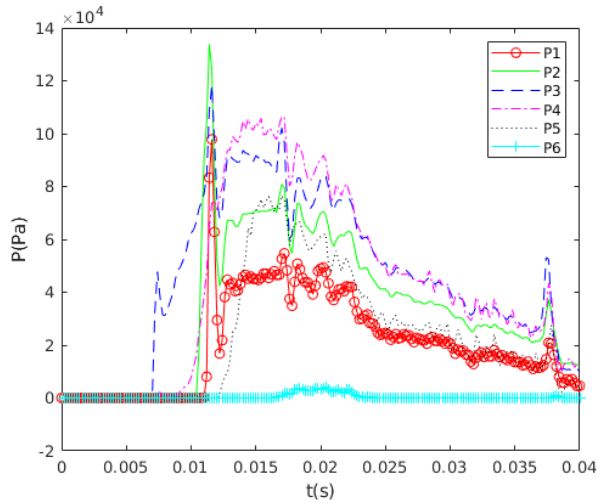
(b) $\theta = 5°$



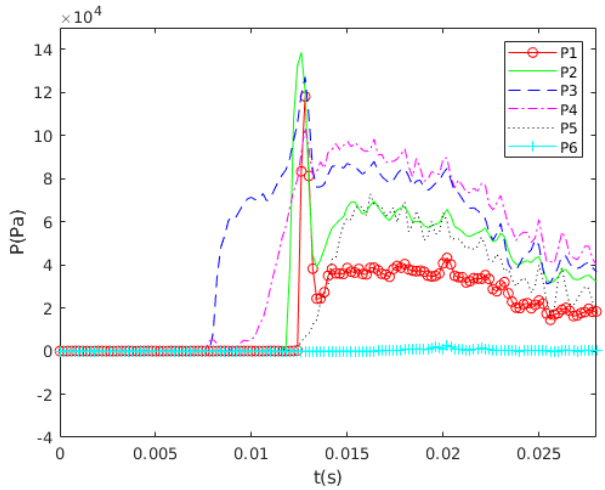
(c) $\theta = 7°$



(d) $\theta = 8°$



(e) $\theta = 10°$



(f) $\theta = 15°$

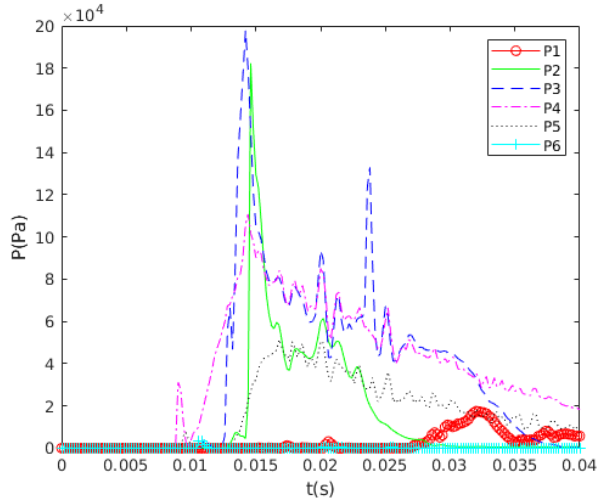
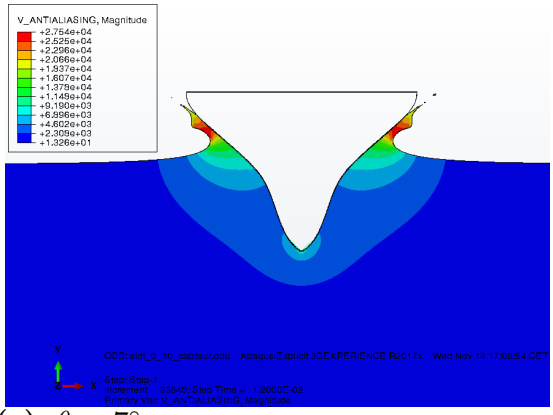


FIGURE 4.10 – Évolution temporelle des pressions locales au niveau des capteurs (P1 à P6 voir figure 4.1) lors de l'impact de la section d'étrave à V=10 m/s et pour différents angles de roulis : (a) $\theta = 0°$; (b) $\theta = 5°$; (c) $\theta = 7°$; (d) $\theta = 8°$; (e) $\theta = 10°$; (f) $\theta = 15°$.

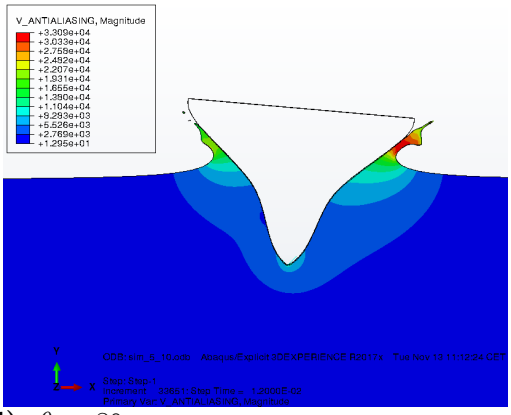
Vitesses dans le fluide générées par l'impact

La répartition des vitesses d'écoulement autour de la structure est montrée en figure 4.11. La vitesse d'impact est de 10 m/s. Nous observons que les vitesses maximales sont atteintes au niveau des jets qui se forment au bord de la surface de contact. Elles atteignent une valeur maximale de $47m/s$ pour un angle de roulis $\theta = 15°$, environ 4.7 fois la vitesse d'impact de la carène. Nous pouvons noter également que plus l'angle de roulis augmente plus la vitesse d'écoulement dans le jet au niveau de la partie droite est importante. Cela s'explique par la diminution des angles de relèvement sur la partie droite de l'étrave avec l'angle de roulis. Pour $\theta = 15°$, la cavité sur la partie gauche est encore bien visible à l'instant considéré (figure 4.11 (f)). Il est intéressant d'observer que la vitesse (absolue) du fluide au niveau de l'interface avec cette cavité est assez faible, inférieure à 4 m/s.

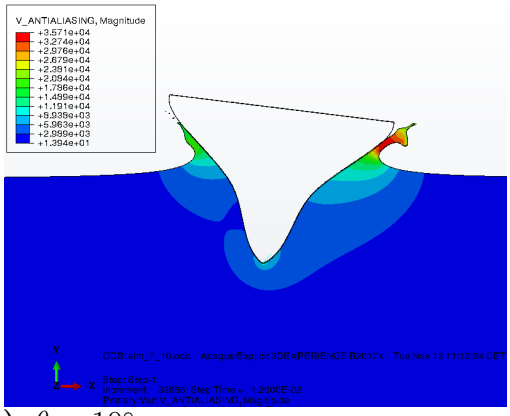
(a) $\theta = 0°$



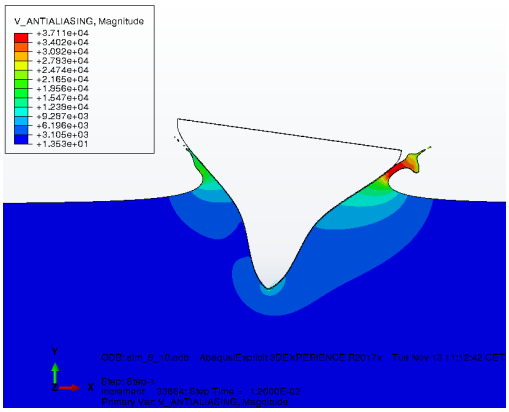
(b) $\theta = 5°$



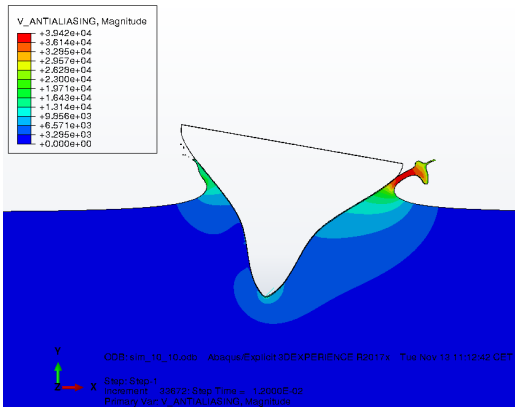
(c) $\theta = 7°$



(d) $\theta = 8°$



(e) $\theta = 10°$



(f) $\theta = 15°$

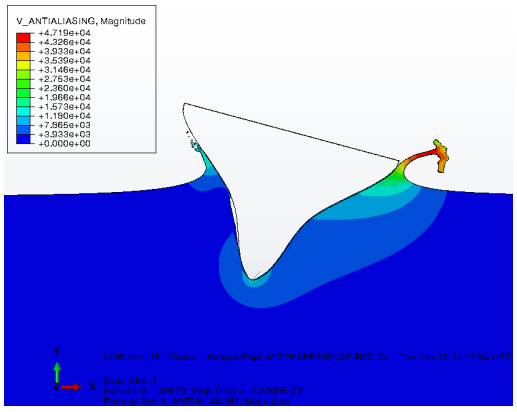


FIGURE 4.11 – Distribution de vitesse dans le fluide à t = 0.012 s lors de l'impact de la section de carène. La vitesse d'impact est de 10 m/s et différents angles de roulis sont considérés : (a) $\theta = 0°$; (b) $\theta = 5°$; (c) $\theta = 7°$; (d) $\theta = 8°$; (e) $\theta = 10°$; (f) $\theta = 15°$ (Les valeurs présentées sont données en mm/s).

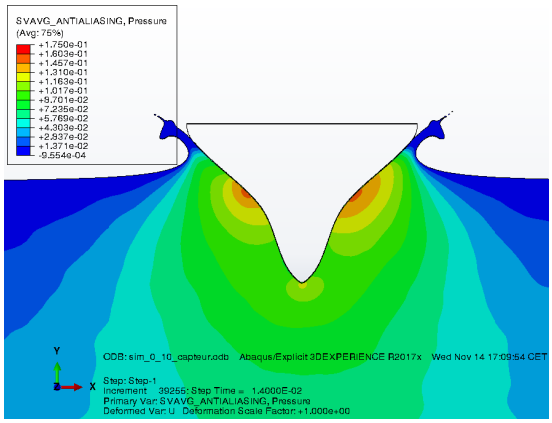
Distributions de pressions

Les distributions de pressions dans le fluide sont montrées en figure 4.12. Ces images sont prises au moment où la pression est maximale. Comme attendu, on remarque que la pression maximale sur la partie droite de la géométrie augmente lorsque l'angle d'inclinaison θ devient plus élevé. Cela est lié à la diminution de l'angle de relèvement du coté droit qui engendre des chargements hydrodynamiques plus élevés. Les pressions mesurées sur

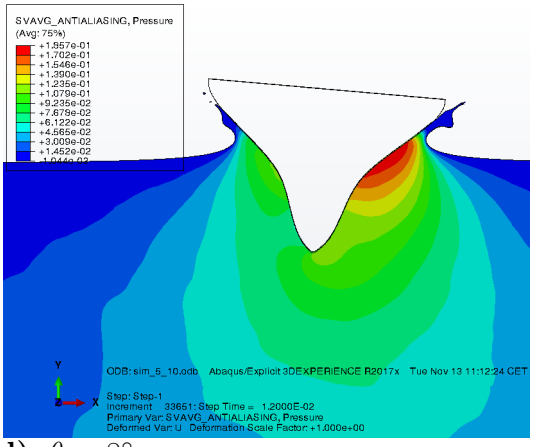
la partie droite peuvent atteindre jusqu'à 2.7 bar pour un angle $\theta = 15°$.

Sur la partie gauche, les pressions diminuent quand l'angle d'inclinaison augmente (notons cependant que la pression sur la partie gauche atteindra son maximum pour des temps plus lointains, voir figure 4.10). Aux instants considérés en figure 4.12, on observe l'apparition d'une zone de pression quasi-nulle sur la partie gauche de l'étrave. Même s'il ne s'agit pas a proprement parlé d'une cavité (ou très peu formée), il s'agit d'une zone où le fluide n'exerce quasiment aucun effort sur la carène (à cet instant). Pour $\theta = 10°$, le capteur P2 est situé au niveau de cette "cavité". En examinant la figure 4.10 (e), on voit qu'au niveau de P2, un pic de pression marqué (1.4 bar) se produira plus tard. Cela illustre la complexité des impacts secondaires. Les pics de pression ne se produisent pas uniquement au bord de la surface mouillée (à la racine des jets). Il semble que des phénomènes plus complexes liés à l'évolution globale de surface de contact interviennent.

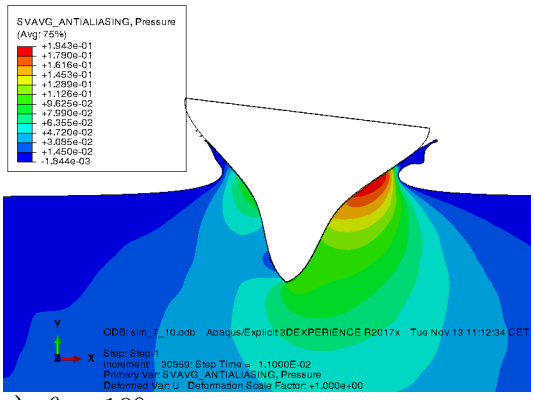
(a) $\theta = 0°$



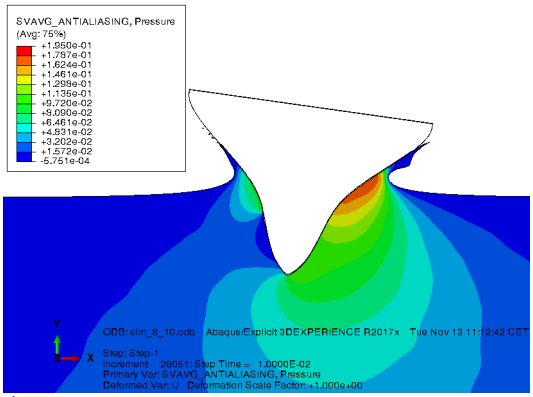
(b) $\theta = 5°$



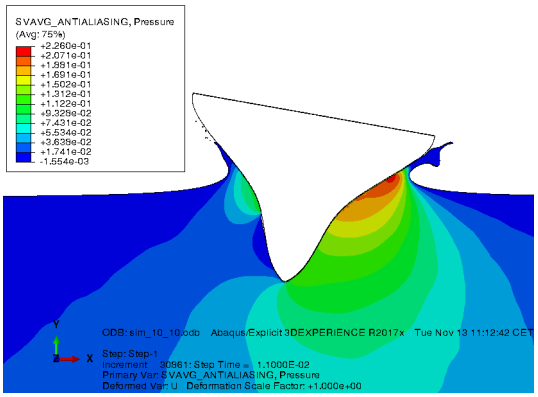
(c) $\theta = 7°$



(d) $\theta = 8°$



(e) $\theta = 10°$



(f) $\theta = 15°$

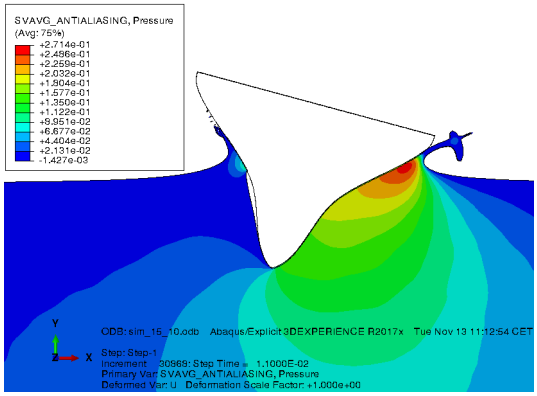


FIGURE 4.12 – Distribution de pression dans le fluide lors de l'impact de la section de carène à 10 m/s pour différents angles de roulis : (a) à t=0.014 s pour $\theta = 0°$; (b) à t=0.012 s pour $\theta = 5°$; (c) à t=0.011 s pour $\theta = 7°$; (d) à t=0.010 s pour $\theta = 8°$; (e) à t=0.011 s pour $\theta = 10°$; (f) à t=0.011 s pour $\theta = 15°$. Les valeurs présentées sont données en MPa.

4.2 Second cas d'étude : dièdres avec bulbes

4.2.1 Modélisation des géométries avec bulbes et de dièdres simples de comparaison

L'objectif de cette étude est de faire varier l'angle de relèvement β et d'étudier son influence sur l'intensité de l'impact secondaire. Les géométries étudiées sont schématisées en figures 4.13 et 4.14. Ce sont des dièdres avec des parties inférieures en forme de bulbe. La partie basse est une ellipse de petit rayon $a = 16mm$ et de grand rayon $b = 32mm$. La largeur (l) est égale à 320 mm et la longueur (L) (dimension selon la direction hors-plan) est égale à 495 mm pour toutes les géométries. Des angles de relèvement de la partie haute de 10°, 20°, 30° et 40° sont considérés. Pour les mêmes raisons qu'en section 3.2, nous modélisons les géométries en $2D$ avec une longueur de 5 mm. Ces dièdres avec bulbes vont générer des impacts secondaires. Afin de quantifier l'influence de ces impacts, nous avons réalisés des simulations pour des "dièdres simples de comparaison". Ceux-ci ont le même angle de relèvement que la partie haute des dièdres avec bulbes. Pour les dièdres simples, les pressions hydrodynamiques correspondent uniquement à un impact primaire.

Des capteurs de pressions sont disposés sur chaque géométrie de dièdre simple et de dièdre avec bulbe aux mêmes positions latérales. Ils possèdent une surface de mesure de 25 mm^2. 5 capteurs (P1 à P5) sont placés sur les géométries avec des angles $\beta = 10°$ et $\beta = 40°$. 2 capteurs de plus (P1b et P2b) sont placés sur les géométries avec des angles $\beta = 20°$ et $\beta = 30°$. Ces deux capteurs supplémentaires nous serviront à mieux cerner l'endroit d'impact du jet (impact secondaire) et aussi par la suite pour comparer avec les résultats expérimentaux. Les coordonnées des positions des centres des capteurs sont répertoriées dans les tableaux 4.3, 4.4, 4.5 et 4.6, respectivement, pour des angles $\beta = 10°$, $\beta = 20°$, $\beta = 30°$ et $\beta = 40°$.

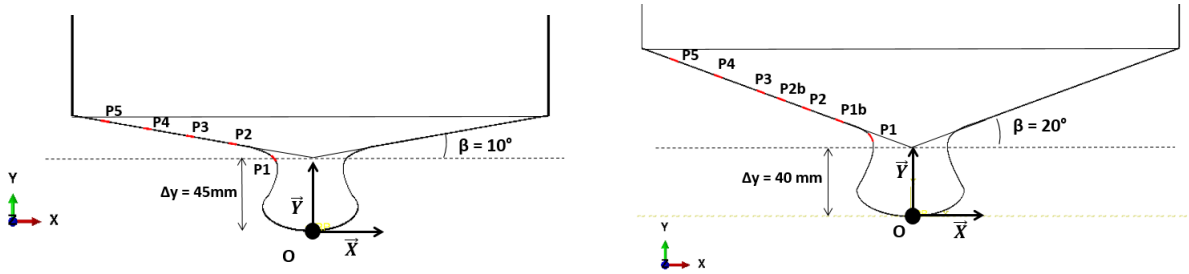


FIGURE 4.13 – Géométries des dièdres avec bulbes d'angles de relèvement $\beta = 10°$ et $\beta = 20°$, ainsi que des dièdres simples de comparaison.

	P1	P2	P3	P4	P5
X(mm)	-25	-53	-81	-110	-138
Y(mm)	49	58	63	68	73

Tableau 4.3 – Coordonnées des positions des capteurs de pression ($\beta = 10°$).

	P1	P1b	P2	P2b	P3	P4	P5
X(mm)	-23.5	-42.5	-63	-77	-89	-115	-141
Y(mm)	47	57	64	70	74	83.5	93

Tableau 4.4 – Coordonnées des positions des capteurs de pression ($\beta = 20°$).

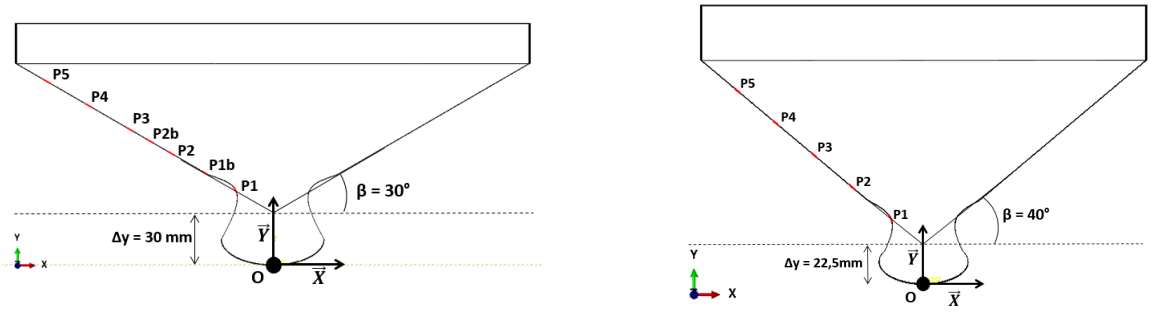


FIGURE 4.14 – Géométries des dièdres avec bulbes d'angles de relèvement $\beta = 30°$ et $\beta = 40°$, ainsi que des dièdres de comparaison.

	P1	P1b	P2	P2b	P3	P4	P5
X(mm)	-23.5	-42.5	-63	-77	-89	-115	-141
Y(mm)	47	57	69	77.5	84	99	114

Tableau 4.5 – Coordonnées des positions des capteurs de mesures ($\beta = 30°$).

	P1	P2	P3	P4	P5
X(mm)	-24	-51	-79	-106	-134
Y(mm)	47	69	93	115.8	139

Tableau 4.6 – Coordonnées des positions des capteurs de mesures ($\beta = 40°$).

Les géométries sont soumises à une vitesse verticale constante et impactent la surface libre au repos sans angle roulis. L'axe $\vec{x}$ est situé au niveau de la surface libre et l'axe $\vec{y}$ est à la verticale et passe par la base de l'ellipse. Le déplacement de tous les nœuds du maillage fluide est bloqué dans la troisième direction $\vec{z}$ pour en faire un modèle bidimensionnel. On applique également des conditions de non-réflection sur les bords extérieurs du domaine fluide. Un plan situé en $y = 0$ sépare la partie haute du maillage Eulérien contenant du vide de la partie basse contenant de l'eau. Le maillage du domaine Eulérien est identique à celui utilisé pour le cas de la section de carène (section 4.1).

4.2.2 Résultats des simulations

Forces d'impact

Nous avons tracé en figure 4.15 l'évolution temporelle de la force verticale agissant sur les différents dièdres avec bulbes. Ces courbes ont en commun un premier pic d'effort

(de faible amplitude) survenant vers t=0.5 ms. Ce pic correspond à l'impact de la partie basse des maquettes (bulbe) sur la surface libre au repos. Les pics principaux (de plus forte amplitude) visibles en figure 4.15 ont lieu après que l'eau ait impacté la partie haute des maquettes. L'amplitude de ces pics, liés à l'impact secondaire, atteint des valeurs maximales de 250 kN, 130 kN, 70 kN et 37 kN, respectivement, pour les angles β de 10°, 20°, 30° et 40°. On peut noter que plus β est élevé plus le pic associé à l'impact secondaire se produit tard lors de la simulation. On remarque aussi, l'apparition dans certains cas d'un troisième pic d'effort (à t=0.015 s, t=0.014 s et t=0.016 s, respectivement, pour des angles β de 10°, 20° et 30°). La présence de ces pics sera expliqué par la suite.

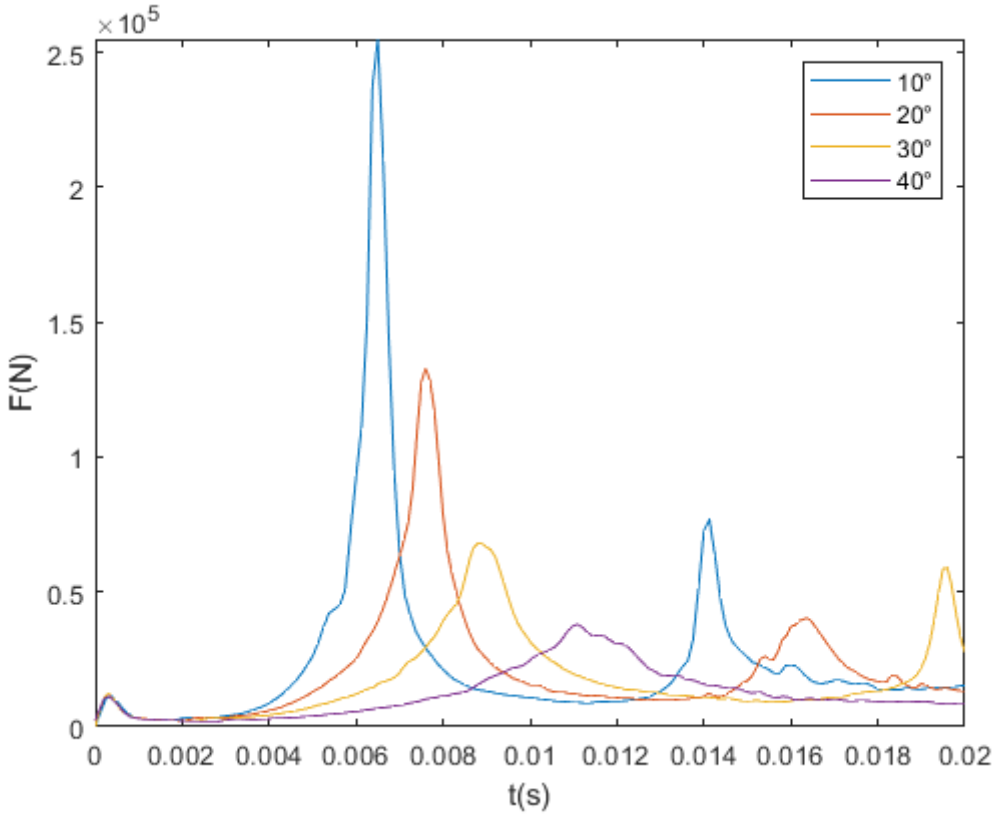


Figure 4.15 – Évolution temporelle de la force verticale agissant sur les dièdres avec bulbes. Différents angles de relèvement variant de $\beta = 10°$ à $\beta = 40°$ sont considérés. Pour une vitesse d'impact constante V=10 m/s.

Pressions d'impact sur les capteurs

La figure 4.16 présente la variation temporelle des pressions des dièdres avec bulbe, mesurées au niveau des différents capteurs (P1 à P5) positionnés sur les dièdres avec bulbes pour une vitesse de 10 m/s. Pour $\beta = 10°$, les maximums de pression apparaissent tous au même instant, t=0.006 s. Cet instant ne correspond pas au moment où les capteurs sont immergés. En effet, les capteurs P2 à P5 mesurent tous des pressions positives dès t=0.002 s. Comme pour la force, on observe l'existence de pics secondaires (qui apparaissent après t=0.014 s). Ceux-ci seront expliqués par la suite. On peut aussi noter que plus l'angle β est élevé plus l'impact secondaire intervient tard (l'impact secondaire est supposé se produire lorsque l'un des capteurs mesure une pression non nulle). Il intervient aux instants t=0.002 s, t=0.0025 s, t=0.0025 s et t=0.0035 s, respectivement, pour les angles $\beta = 10°$, $\beta = 20°$, $\beta = 30°$ et $\beta = 40°$.

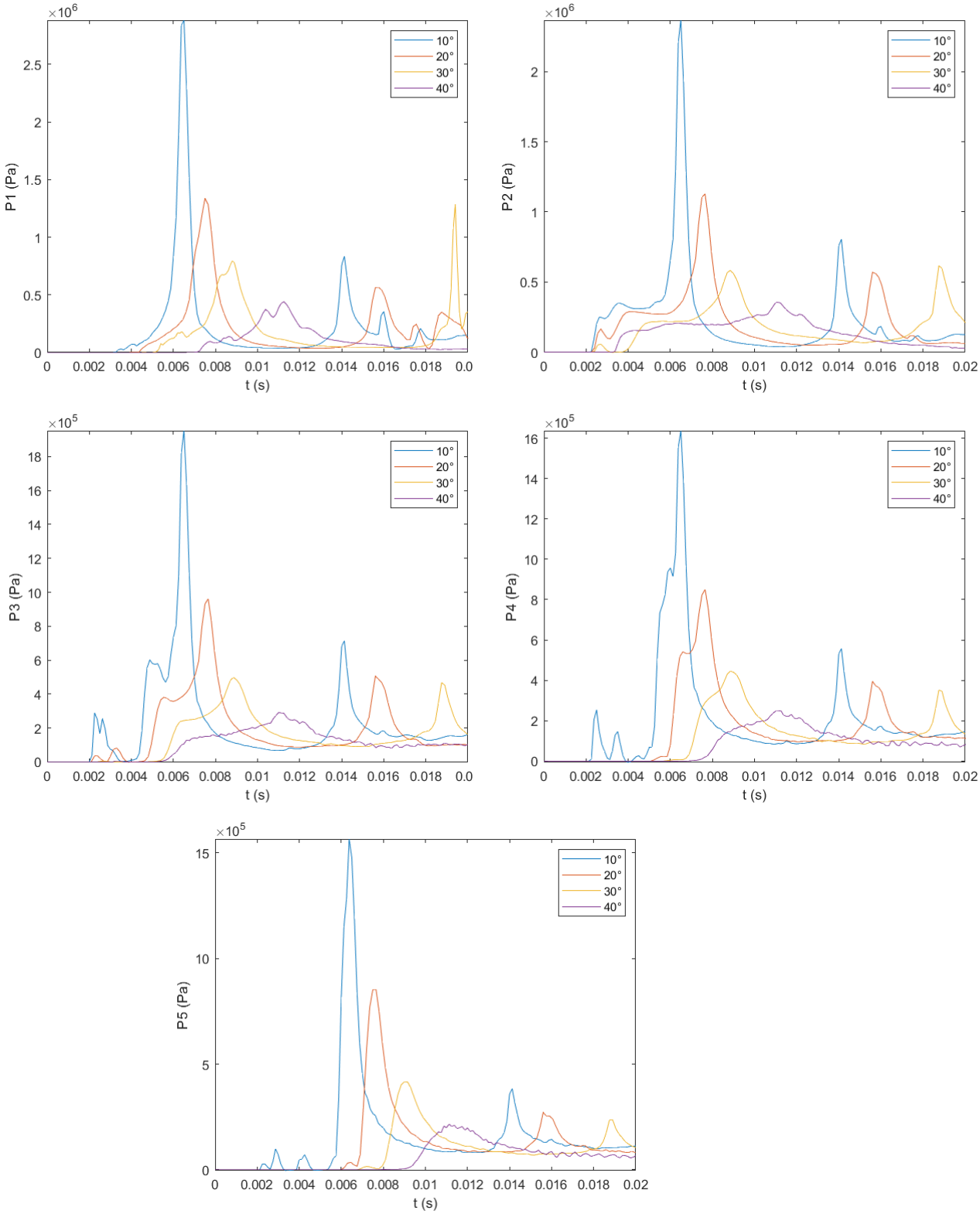


FIGURE 4.16 – Variation temporelle des pressions au niveau des capteurs P1 à P5 (voir figure 4.13 et 4.14) des dièdres avec bulbes, pour différents angles de relèvement ($\beta = 10°$ à $\beta = 40°$). La vitesse d'impact est V=10 m/s.

La figure 4.17 nous permet de mieux comprendre les pics de pressions observés sur les courbes de la figure 4.16. Le cas du dièdre avec un angle de relèvement $\beta = 10°$ est considéré. Considérons tout d'abord le premier instant, t=2.5 ms (figure 4.17-a). A ce moment, un jet généré par l'impact du bulbe vient impacter la partie plane du dièdre, au

niveau du capteur P2. Cela cause une montée nette de la pression au niveau de ce capteur à cet instant. Ce jet va progressivement s'épaissir, voir figure 4.17-a (t=4.16 ms). Cela explique sans doute la lente augmentation de la pression au niveau de P2 pour 2.5 ms $<$ t $<$ 6 ms. Entre t=4.16 ms et t=6.67 ms, la surface de contact entre le dièdre et l'eau augmente rapidement, causant de forts pics de pression au niveau des cinq capteurs. Ces pics sont brefs car les pressions chutent rapidement après séparation de l'écoulement au bord du dièdre (voir figure 4.17-e). Les figures 4.17-d et 4.17-e (t=12.5 ms et t=14.2 ms) correspondent à des instants juste avant et au moment des pics secondaires de pression (et d'effort, voir figure 4.15). On observe qu'entre ces deux instants une cavité située à côté du bulbe s'est rapidement effondrée. En analysant les résultats obtenus pour d'autres angles de relèvement, on observe que les pics secondaires sont à chaque fois associé à un effondrement de cavité. Comme les simulations numériques ne tiennent pas compte de la présence d'air, rien ne "freine" cet effondrement de cavité. On peut donc se demander si ce phénomène est conforme à la réalité. Ce point sera rediscuté par la suite, sur la base des résultats expérimentaux.

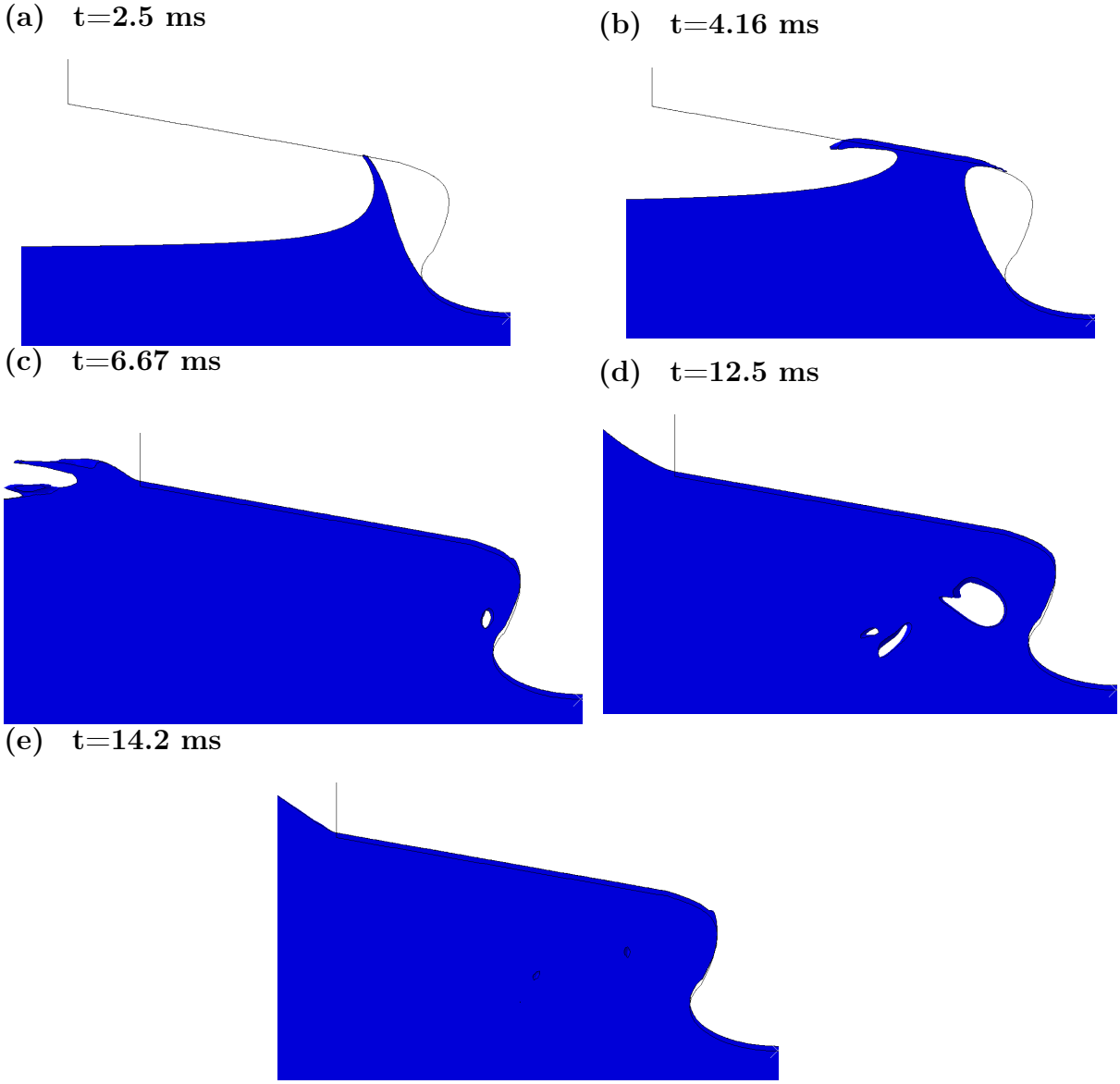


Figure 4.17 – Visualisation de la géométrie de la surface du liquide à différents instants, (a) t=2.5 ms, (b) t=4.16 ms, (c) t=6.67 ms, (d) t=12.5 ms et (e) t=14.2 ms lors de l'impact d'un dièdre avec bulbe d'angle $\beta = 10°$ avec une vitesse V=10 m/s.

Pour synthétiser, la figure 4.18 montre l'évolution des pressions maximales d'impact mesurée au niveau des capteurs en fonction de l'angle β. On peut remarquer que les pressions hydrodynamiques diminuent plus l'angle β augmente. Ces pressions sont liées à un impact secondaire. Comme nous le voyons, l'angle de relèvement, paramètre clé dans le cas d'impact primaires, joue aussi un rôle prépondérant pour des problèmes impliquant des impacts secondaires.

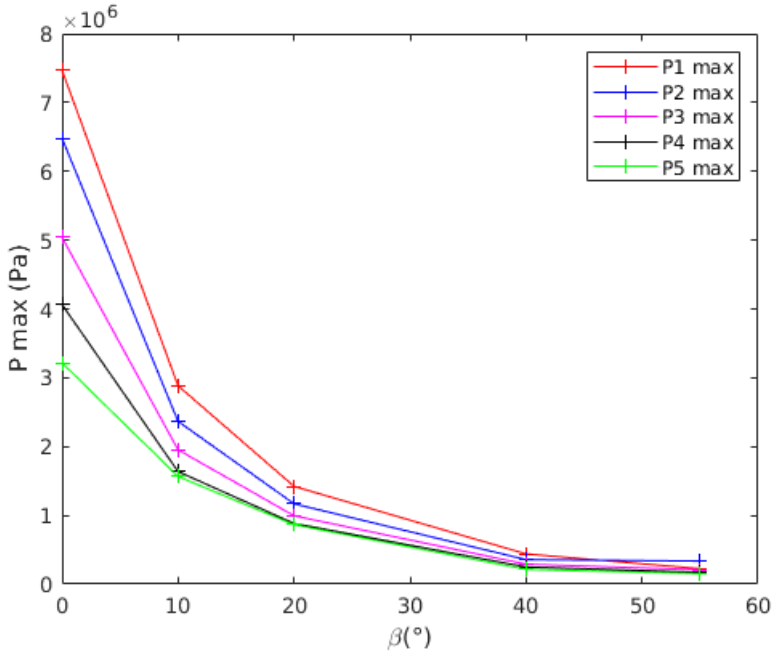


Figure 4.18 – Évolution des pressions maximales d'impact P1 à P5 (voir figures 4.13 et 4.14) des dièdres avec bulbes pour V=10 m/s en fonction de l'angle de relèvement β.

4.2.3 Comparaison entre les chargements pour un impact primaire et un impact secondaire

Efforts d'impact

La figure 4.19 montre les évolutions temporelles des coefficients de force $Cf = \frac{2F(t)}{\rho S V(t)^2}$ pour chaque angle de relèvement de $\beta = 10°$ à $\beta = 40°$, en comparant les résultats obtenus pour les dièdres avec bulbes et dièdres simples.

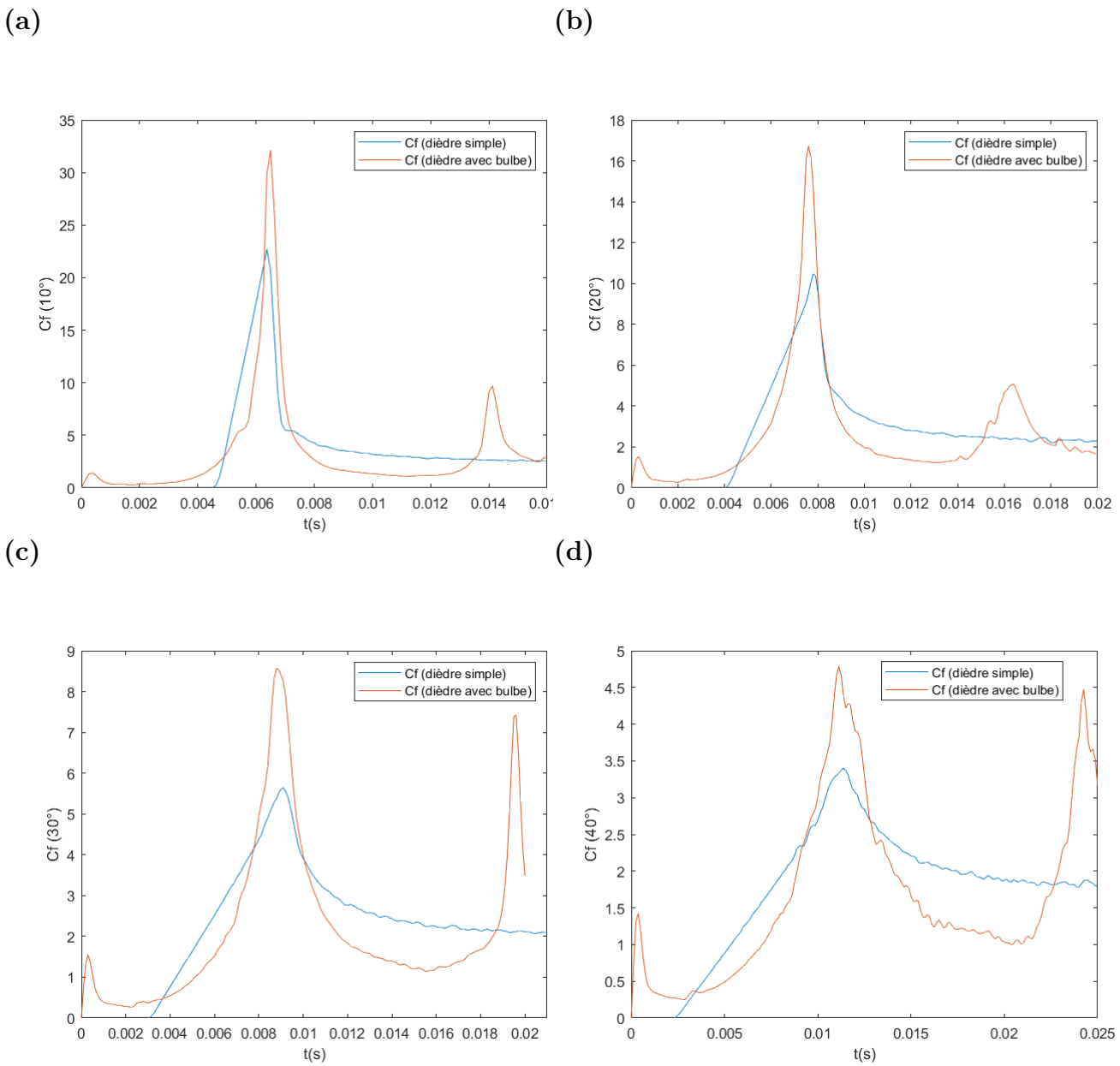


FIGURE 4.19 – Comparaison des coefficients de force pour les dièdres simples et dièdres avec bulbes pour différents angles de relèvement : $(a)\beta = 10°$, $(b)\beta = 20°$, $(c)\beta = 30°$ et $(d)\beta = 40°$.

Nous retrouvons, pour les dièdres simples, l'évolution linéaire attendue de l'effort, suivie par une chute d'effort après séparation de l'écoulement au niveau des bords du dièdre (voir chapitre 3). Pour les dièdres avec bulbes, l'évolution de l'effort est plus complexe. Un premier pic d'effort, de faible amplitude, intervient lors de l'impact primaire du bulbe. Le pic le plus important survient quand à lui quand la séparation de l'écoulement se fait au niveau des bords du dièdre. Le point important est que les valeurs maximales de Cf obtenues avec les dièdres avec bulbes sont sensiblement plus élevées que pour les dièdres simples correspondants. Dans le tableau 4.7, nous avons répertorié les valeurs maximales des coefficients d'effort, ainsi que le rapport $Rf = \frac{Cf_{max} \text{ dièdre bulbe}}{Cf_{max} \text{ dièdre simple}}$ entre les valeurs obtenues pour les dièdres avec bulbes (impliquant un impact secondaire) et les dièdres simples.

Cf_{max}	$\beta = 10°$	$\beta = 20°$	$\beta = 30°$	$\beta = 40°$
Cf_{max} dièdre simple (2D)	22.7	10	5.6	3.4
Cf_{max} dièdre bulbe (2D)	32	17	8.6	4.8
Rf	1.4	1.7	1.54	1.4

Tableau 4.7 – Tableau comparatif des coefficients de forces numériques du dièdre et du dièdre avec bulbe.

Pressions d'impact sur les capteurs

Nous réalisons la même comparaison avec les coefficients de pression de chaque capteur pour l'angle de relèvement $\beta = 10°$ en figure 4.20. Pour le dièdre avec bulbe, les pressions deviennent non nulles dès t=2 ms. Comme nous l'avons vu, cela est dû à l'impact du jet généré par l'impact du bulbe sur les parties hautes de la section où sont situés les capteurs. Les pics de pressions pour le dièdre simple et le dièdre avec bulbe ne surviennent pas aux mêmes instants. De plus l'ordre des pics dépend du capteur considéré (nous rappelons que les positions initiales du dièdre simple et celui avec bulbe sont indiquées en figure 4.13). Dans le tableau 4.8, nous avons répertorié les valeurs maximales des coefficients de pression ainsi que le rapport $Rp = \frac{Cp_{max} \text{ dièdre bulbe}}{Cp_{max} \text{ dièdre simple}}$. On peut constater que la valeur maximale de Cp est obtenue pour le dièdre avec bulbe ($Cp_{max} = 47$ au niveau de P2), montrant que l'impact secondaire peut "amplifier" les niveaux de pression atteints lors de l'entrée d'un corps dans l'eau. Cependant, au niveau d'un capteur donné, il est possible que la valeur maximale de Cp soit plus importante pour le dièdre simple. C'est le cas au niveau de P4 et P5 (qui sont situés près du bord des maquettes).

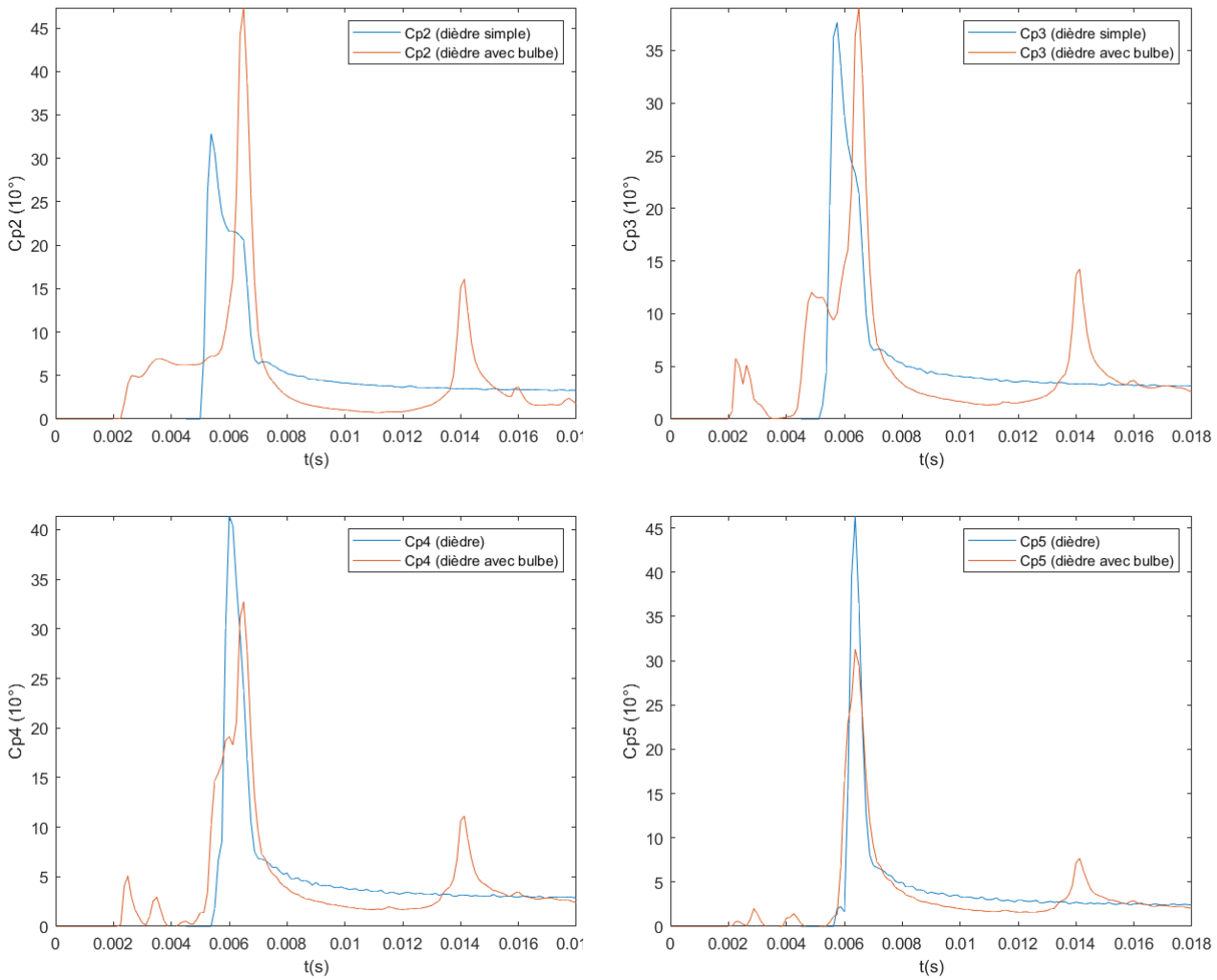


FIGURE 4.20 – Comparaison des coefficients de pression pour le dièdre simple et celui avec bulbe au niveau des capteurs P2 à P5 (voir figure 4.13) pour un angle de relèvement $\beta = 10°$.

Cp_{max}	dièdre simple	dièdre bulbe	Rp
$Cp2_{max}$	33	47	1.42
$Cp3_{max}$	37	39	1.05
$Cp4_{max}$	41	33	0.8
$Cp5_{max}$	46	31	0.67

Tableau 4.8 – Tableau comparatif des coefficients de pression pour le dièdre simple et le dièdre avec bulbe pour un angle de relèvement $\beta = 10°$.

Les résultats obtenus pour $\beta = 20°$, $\beta = 30°$ et $\beta = 40°$ sont présentés dans les figures 4.21, 4.22 et 4.23, et les tableaux 4.9, 4.10 et 4.11, respectivement. On observe qu'une augmentation significative des pressions maximales pour les dièdres avec bulbes, comparativement aux dièdres simples correspondants, a lieu pour tous les angles de relèvement considérés. Cette amplification, liée au phénomène d'impact secondaire, semble plus marquée pour les angles les plus grands ($\beta = 30°$) et $\beta = 40°$), pour lesquels le rapport de pression Rp atteint 1.75. Un autre point remarquable est que pour les dièdres avec bulbes

d'angles ($\beta = 30°$ et $\beta = 40°$), les pressions au niveau des capteurs peuvent atteindre leur maximum au moment du second pic, voir figure 4.22 et 4.23. Comme nous l'avons vu précédemment pour le dièdre avec bulbe d'angle $\beta = 10°$, ce second pic survient bien après la séparation de l'écoulement aux bords du dièdre, lors de l'effondrement des cavités qui ont été créées par l'impact du bulbe. Nous avons vérifié que les seconds pics de pression obtenus pour les autres angles sont aussi liés à l'effondrement de ces cavités. Pour illustrer, la figure 4.24 nous montre la géométrie de la surface liquide au moment des pics de pression, pour les différents angles de relèvement.

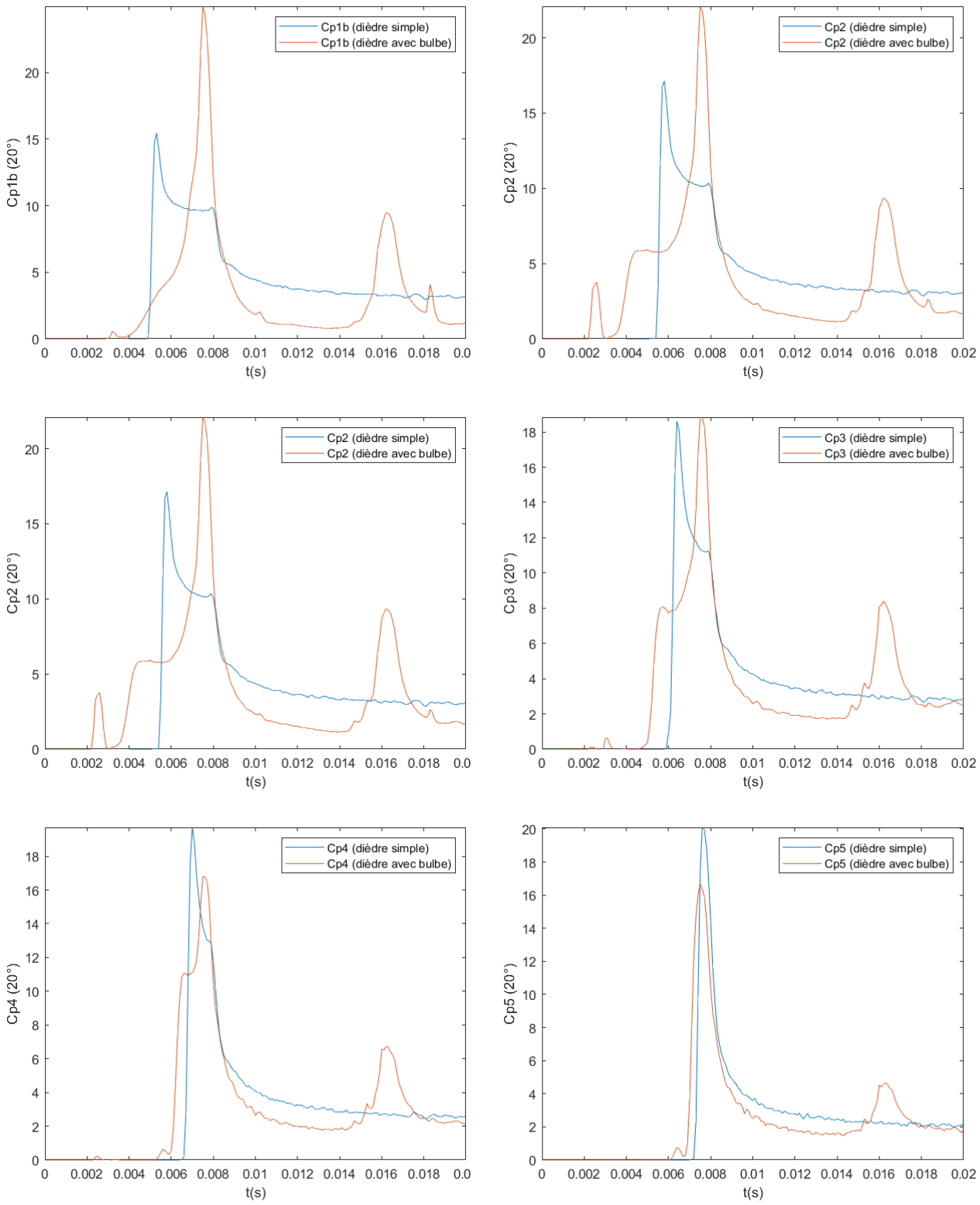


FIGURE 4.21 – Comparaison des coefficients de pression pour le dièdre simple et celui avec bulbe au niveau des capteurs P1b à P5 (voir figure 4.13) pour un angle de relèvement $\beta = 20°$.

Cp_{max}	dièdre simple	dièdre bulbe	Rp
$Cp1b_{max}$	15.5	25	1.6
$Cp2_{max}$	17	22	1.3
$Cp2b_{max}$	18	20	1.1
$Cp3_{max}$	18.6	18.8	1.01
$Cp4_{max}$	19.7	16.8	0.85
$Cp5_{max}$	20	16.7	0.83

Tableau 4.9 – Tableau comparatif des coefficients de pression pour le dièdre simple et le dièdre avec bulbe pour un angle de relèvement $\beta = 20°$.

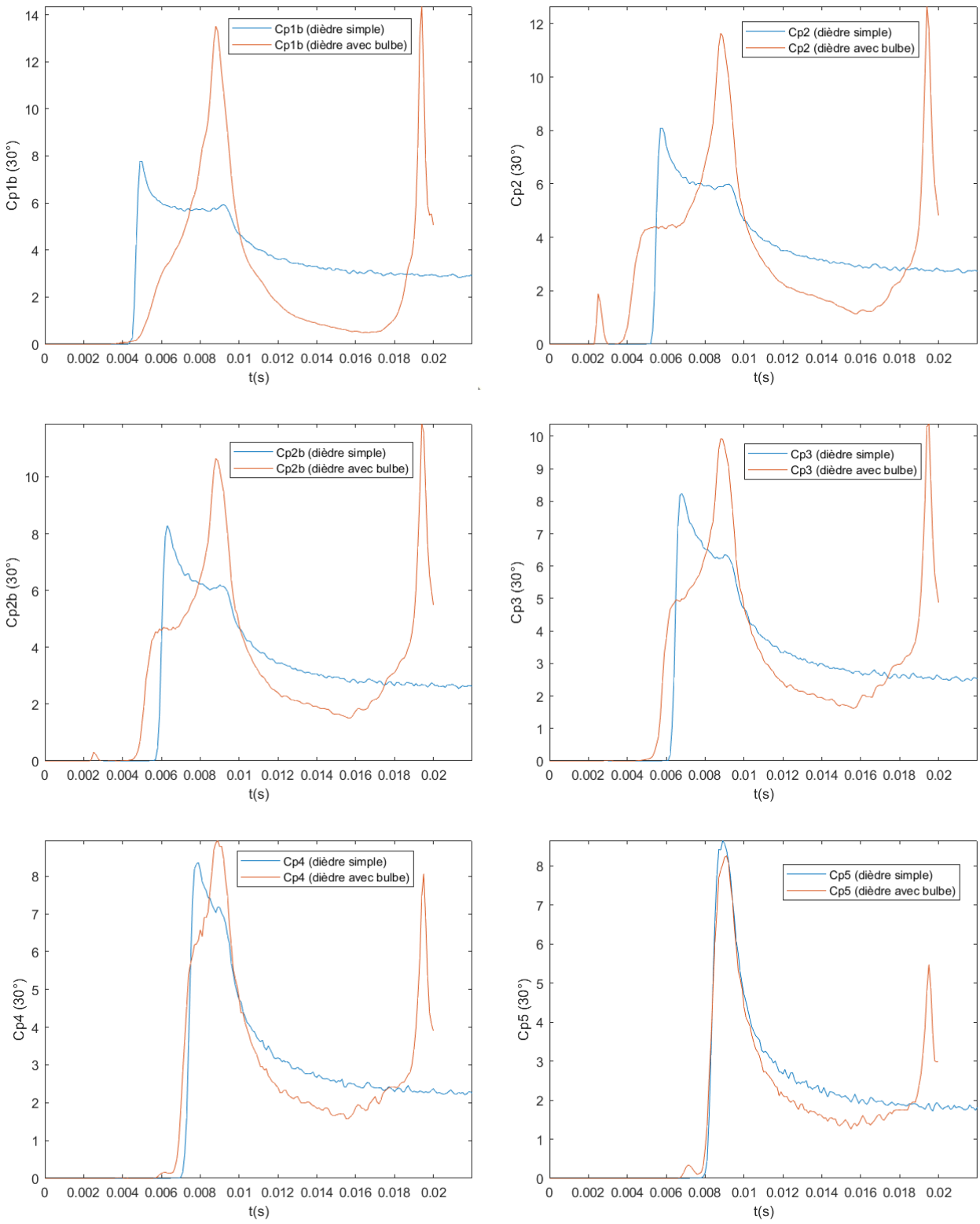


FIGURE 4.22 – Comparaison des coefficients de pression pour le dièdre simple et celui avec bulbe au niveau des capteurs P1b à P5 (voir figure 4.14) pour un angle de relèvement $\beta = 30°$.

Cp_{max}	dièdre simple	dièdre bulbe	Rp
$Cp1b_{max}$	7.7	13.5	1.75
$Cp2_{max}$	8	11.6	1.45
$Cp2b_{max}$	8.3	10.6	1.3
$Cp3_{max}$	8.3	9.93	1.2
$Cp4_{max}$	8.36	8.94	1.07
$Cp5_{max}$	8.65	8.25	0.95

Tableau 4.10 – Tableau comparatif des coefficients de pression numériques pour le dièdre simple et le dièdre avec bulbe pour un angle de relèvement $\beta = 30°$.

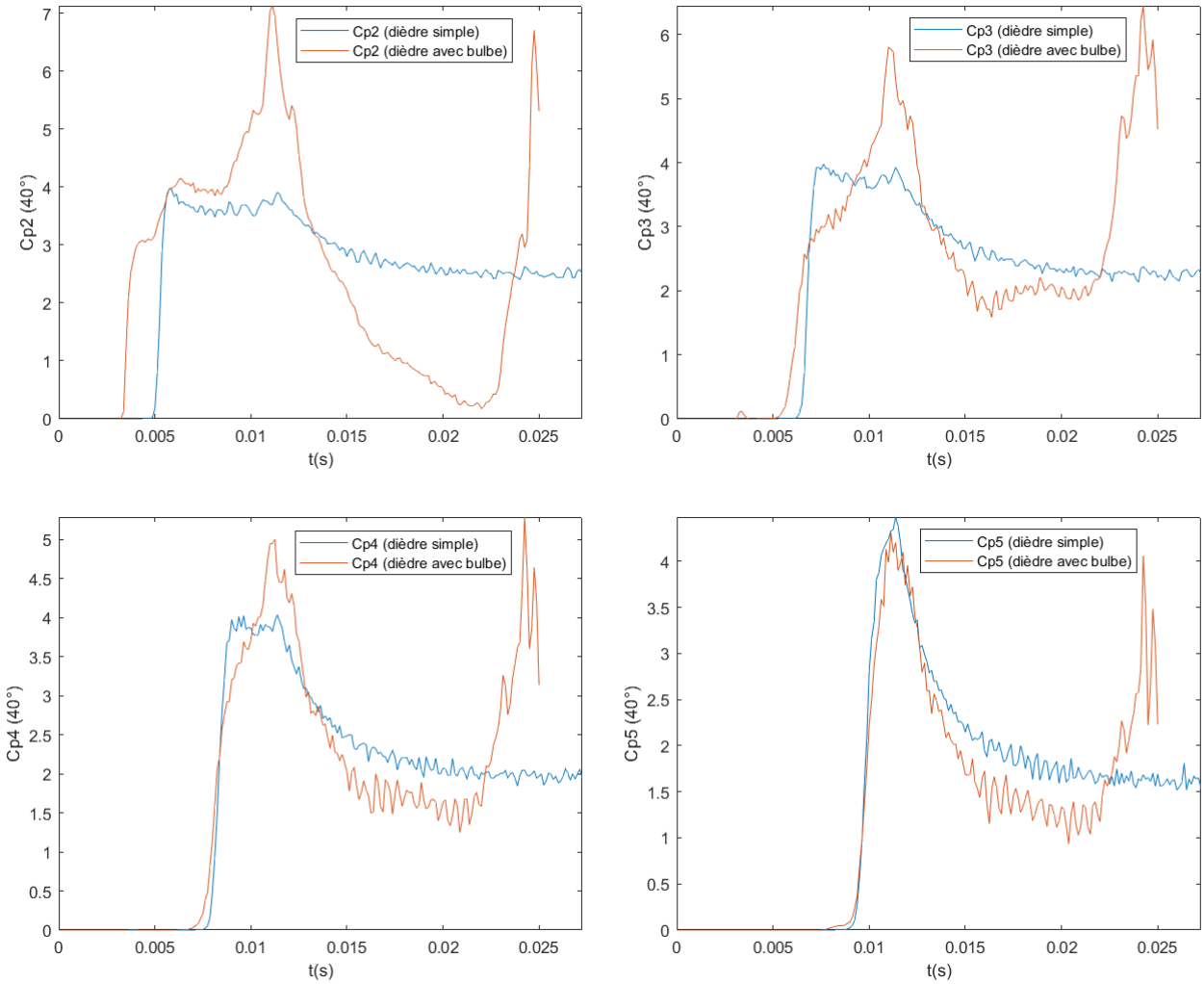


Figure 4.23 – Comparaison des coefficients de pression pour le dièdre simple et celui avec bulbe au niveau des capteurs P2 à P5 (voir figure 4.14) pour un angle de relèvement $\beta = 40°$.

Cp_{max}	dièdre simple	étrave bulbe	Rp
$Cp2_{max}$	4	7	1.75
$Cp3_{max}$	4	6	1.5
$Cp4_{max}$	4	5	1.25
$Cp5_{max}$	4.5	4.3	0.95

Tableau 4.11 – Tableau comparatif des coefficients de pression pour le dièdre simple et le dièdre avec bulbe pour un angle de relèvement $\beta = 40°$.

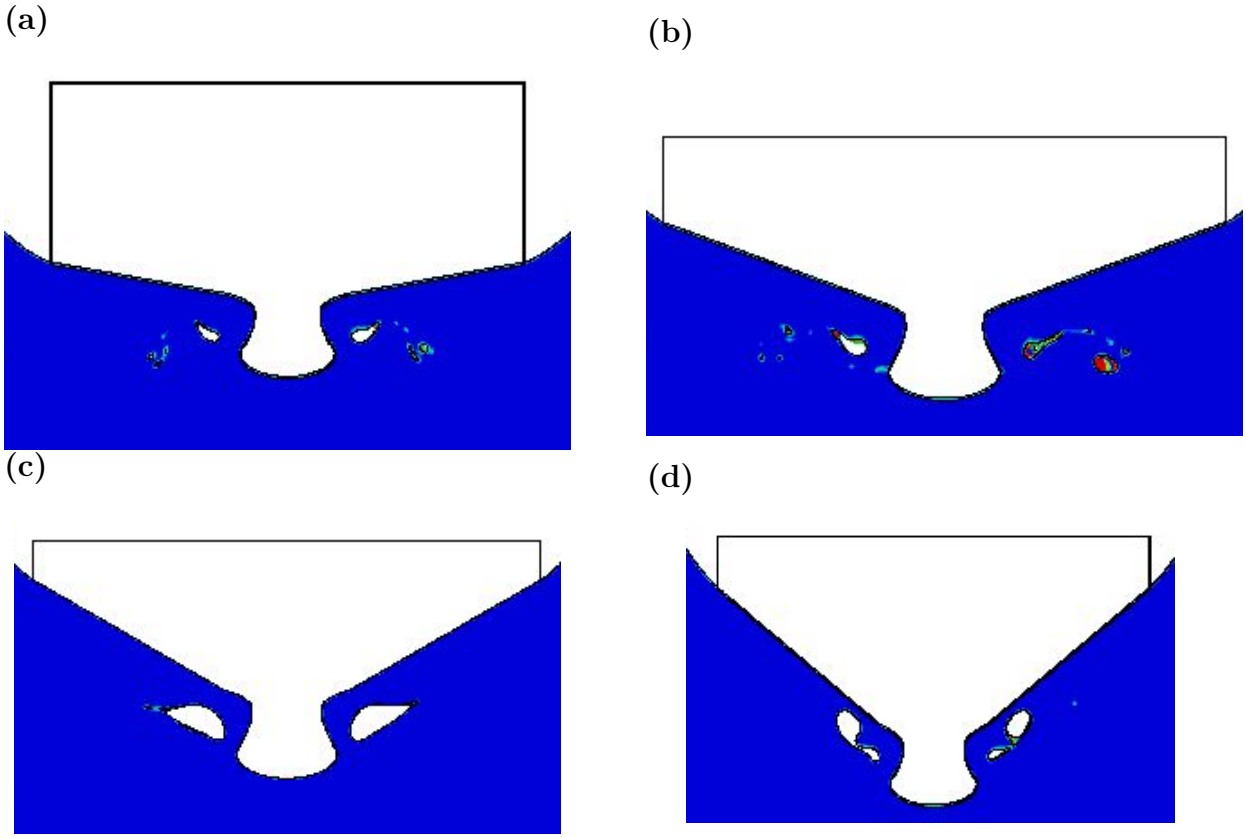


Figure 4.24 – Visualisation de la surface du liquide au moment des seconds pics de pression pour les dièdres avec bulbes d'angles : (a) $\beta = 10°$ (à t=0.014 s) ; (b) $\beta = 20°$ (à t=0.016 s) ; (c) $\beta = 30°$ (à t=0.019 s) ; (d) $\beta = 40°$ (à t=0.024 s). La vitesse d'impact est de 10 m/s.

4.3 Résumé

Dans ce chapitre, nous avons réalisé des simulations numériques du tossage de sections bidimensionnelles, permettant d'observer des impacts secondaires. Deux configurations ont été étudiées : une section de carène avec un angle de roulis et des dièdres présentant un bulbe sur leur partie inférieure. Pour le second cas, les résultats ont été systématiquement comparés à ceux obtenus avec des dièdres simples (pour lesquels uniquement un impact primaire se produit). Ces comparaisons ont révélées que les valeurs maximales de l'effort agissant sur la section et des pressions au niveau de différents capteurs obtenus pour les dièdres avec bulbes sont généralement plus élevées que pour les dièdres simples correspondants. Cela montre que le phénomène d'impact secondaire peut contribuer à amplifier les

chargements induits par le tossage d'une section 2D. Un autre phénomène intéressant a été observé pour les dièdres avec bulbes : un pic d'effort secondaire est observé bien après que la séparation de l'écoulement ait lieu au niveau des bords du dièdres. Nous avons montré que ce pic secondaire est lié à l'effondrement des cavités formées par l'impact du bulbe du dièdre. A notre connaissance, ce phénomène n'avait pas été mentionné dans la littérature scientifique.

Chapitre 5

Étude expérimentale des chargements hydrodynamiques lors d'impacts secondaires

Au cours des chapitres précédents, nous avons mis en œuvre des simulations numériques permettant de déterminer les chargements hydrodynamiques s'exerçant sur les différentes géométries. L'objectif de ce chapitre est de présenter les campagnes expérimentales qui ont été réalisées pour obtenir des données afin de les confronter aux résultats numériques (cette comparaison sera faite dans le chapitre 6). Les résultats des essais sur les géométries déjà exposées au chapitre précédent : une section d'étrave (figure 4.1), des dièdres et des dièdres avec des bulbes (figures 4.13 et 4.14), seront présentés et analysés. En particulier, une comparaison entre les chargements hydrodynamiques liés à l'impact primaire (dièdres) et ceux liés à l'impact secondaire (dièdres avec bulbes) sera présentée.

5.1 Dispositif expérimental

Pour valider les simulations numériques d'impact présentées dans les chapitres précédents, nous avons mené plusieurs campagnes expérimentales à l'aide de la machine de choc hydraulique disponible au laboratoire IRDL de l'ENSTA Bretagne. Cette machine est assez unique en raison de ses performances et de sa flexibilité. Elle bénéficie d'un contrôle en boucle ouverte du déplacement et de la vitesse du piston. L'installation peut supporter une force allant jusqu'à 200 kN, une vitesse allant jusqu'à 20 m/s et permet un déplacement à vitesse stabilisée sur une course allant jusqu'à 300 mm. Les vitesses d'impacts atteignent un niveau stabilisé pour lequel la variation maximale est de 5% durant la durée totale de l'impact. Le dispositif expérimental est montré en figure 5.1. La maquette est fixé au piston de la machine, à l'intérieur d'une cuve en acier remplie d'eau jusqu'à une hauteur de 1.1 m. Quatre hublots latéraux conçus en PMMA (polyméthacrylate de méthyle) sont disposés sur chaque face latérale de la cuve. Les dimensions internes de la cuve sont de 2 m de largeur, de 3 m de longueur et de 2 m de hauteur. La cuve est placée sur des suspensions pneumatiques qui permettent de protéger l'installation d'éventuelles "secousses" pendant les essais. Pour obtenir des conditions d'écoulement dans un milieu semi-infini, les dimensions des maquettes réalisées pour les essais ont été choisis de manière à être inférieures à $1/6^{\text{ème}}$ de celles de la cuve.

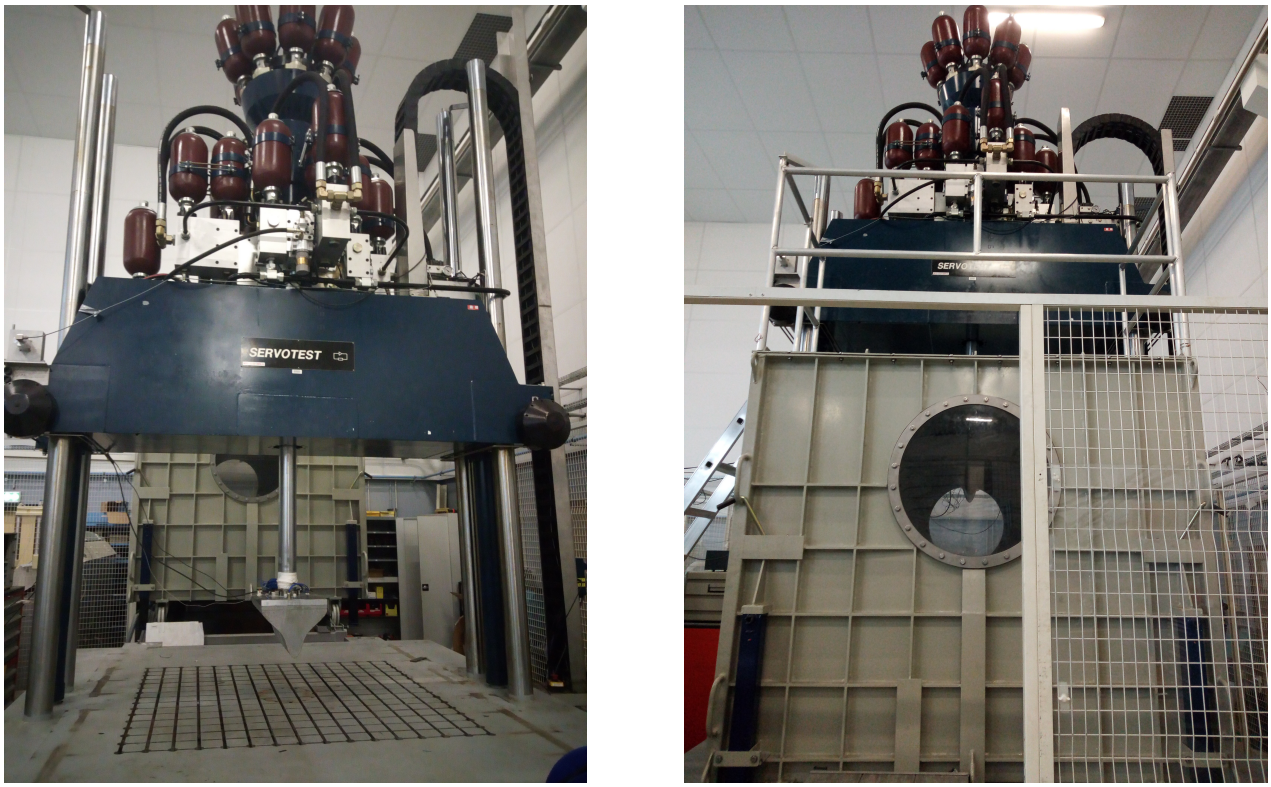


FIGURE 5.1 – Photographie de la maquette de section d'étrave suspendue au piston de la machine choc (à gauche) et photographie du dispositif expérimental avec la cuve (à droite).

La figure 5.2 montre la position des jauges, situées à 50 mm de l'extrémité basse du vérin, qui sont utilisées pour mesurer l'effort total. Ces jauges extensiométriques mesurent la déformation en compression pure quand une force est appliquée sur la maquette suivant l'axe du piston. L'ensemble des jauges de marque KYOWA constitue un pont de Wheastone. Un étalonnage statique de cette cellule d'effort à permis d'estimer sa sensibilité à $1.19 \times 10^9 N$ (figure 5.3)

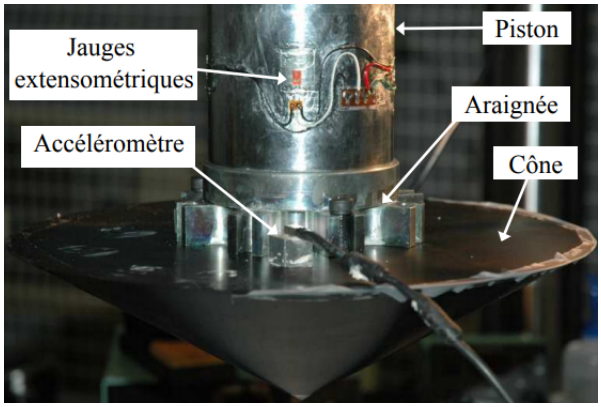


FIGURE 5.2 – Illustration du montage d'une maquette (ici un cône) et de différents capteurs utilisés lors des essais.

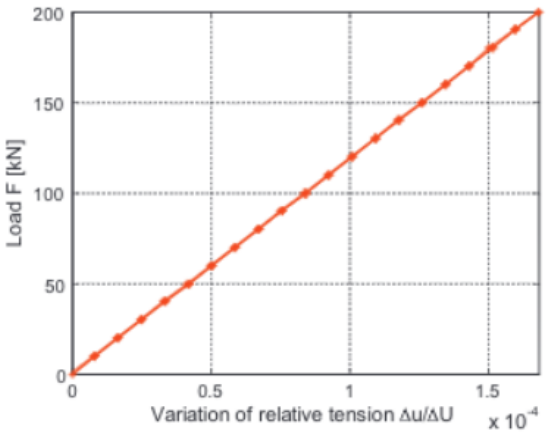


FIGURE 5.3 – Variation de la force exercée sur l'extrémité du piston en fonction de la tension relative mesurée ([Malki et al., 2012]).

Lors des essais, nous devons être capable de déterminer le moment du 1er contact entre la structure et la surface de l'eau. C'est à ce moment que les chargements hydrodynamiques commencent à augmenter. Pour mesurer avec le plus d'exactitude possible cet instant, un circuit électrique, composé de deux résistances est utilisé. Il est schématisé en figure 5.4. Avec ce système, le moment de l'impact coïncide avec une brutale variation de tension au niveau de la résistance R1, voir figure 5.5. Cet instant correspond à notre référence $t = 0$ (sauf mention contraire).

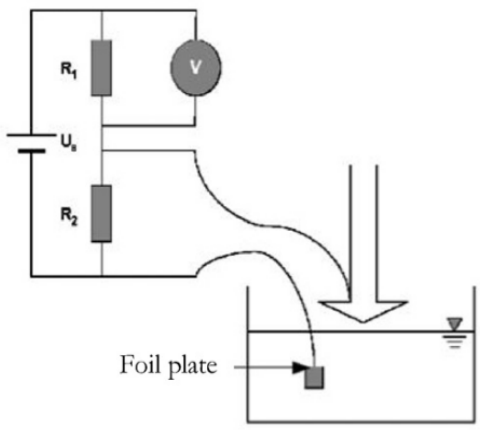


Figure 5.4 – Schéma du système utilisé pour identifier le moment de contact entre le solide et le fluide.

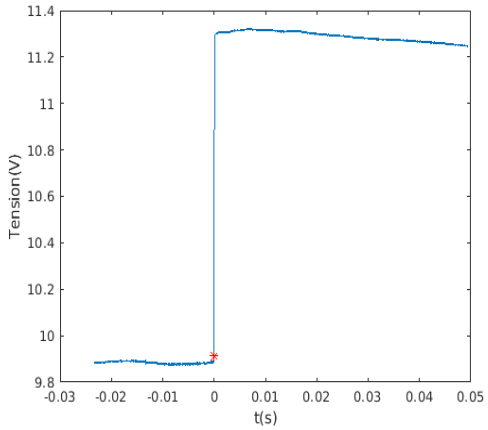


Figure 5.5 – Exemple de variation du signal de tension enregistré au moment du premier contact de la maquette avec l'eau.

5.2 Essais d'impact d'une section de carène

5.2.1 Maquette et instrumentation

La maquette utilisée est une section d'étrave (figure 5.6) creuse en acier. Les faces latérales ont une épaisseur de 5 mm et la face frontale et de derrière ont une épaisseur de 8 mm. Concernant l'instrumentation, un capteur interne à la machine permet de mesurer le déplacement du piston. Pour mesurer les autres grandeurs dont nous avons besoin, notamment les chargements hydrodynamiques d'autres capteurs sont utilisés. Un accéléromètre est fixé sur le couvercle de la carène avec une capacité de mesure de $\pm 250g$ et une sensibilité de 0.392 mV/g, il permet de déterminer la vitesse (par intégration de l'accélération) et les effets de l'inertie sur le solide au cours de l'essai. La fréquence d'acquisition est de 10^5 Hz.

Sur la carène, six capteurs de pressions dynamiques piézoélectriques, P1 à P6, ont été disposés (figure 5.6) aux mêmes emplacements que les points de mesure utilisés durant l'étude numérique (figure 4.1). Des capteurs supplémentaires, P7 et P8, ont été placées de l'autre côté de la maquette à des positions symétriques (par rapport à l'axe $\vec{Y}$) à celles des capteurs P2 et P4. La gamme de mesure des capteurs est de 3450 kPa et leur sensibilité est de 1.45 mV/kPa. La maquette pèse 42.7 kg (carène + couvercle). Les données techniques des capteurs de pression ainsi que les plans CAO des portes-capteurs sont disponibles en annexe A.

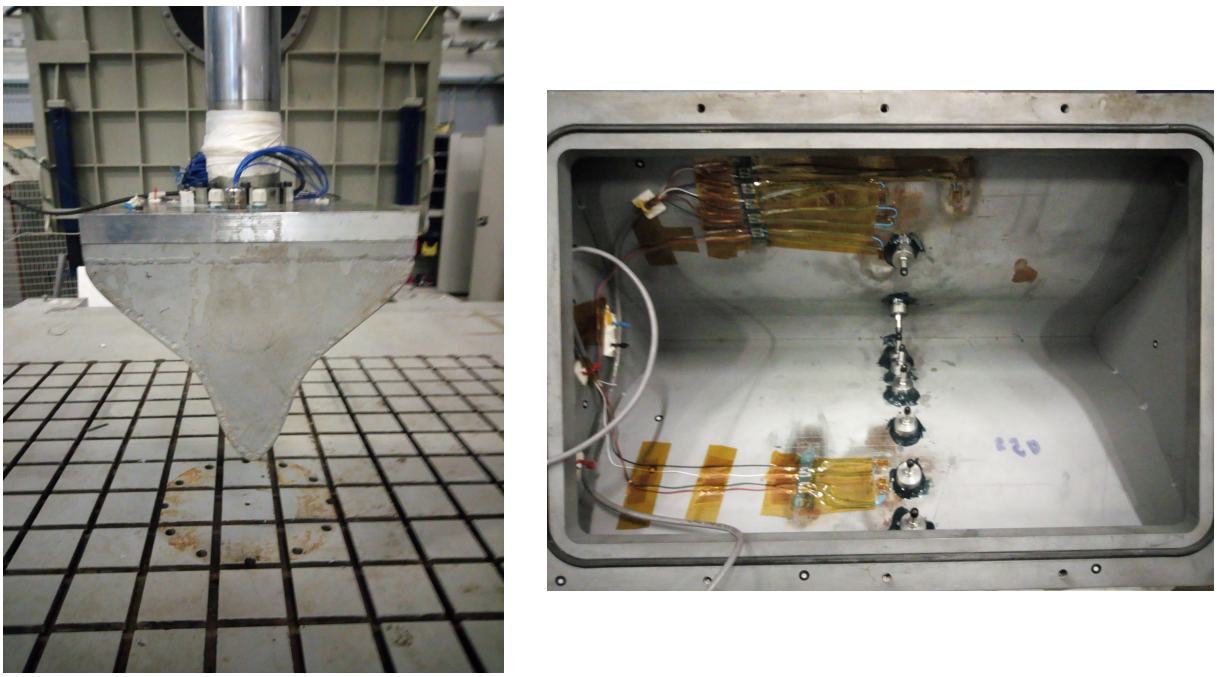


Figure 5.6 – Photographies de la maquette de section de carène : à gauche, vue de face ; à droite, vue de dessus montrant les capteurs de pression.

5.2.2 Répétabilité des essais

Pour assurer la répétabilité des essais, pour chaque vitesse considérée (10 et 15 m/s), les tests sont réalisés au minimum 3 fois. Les figures 5.7 et 5.8 illustrent les évolutions temporelles des vitesses durant l'impact, qui ont été déterminées par intégration de l'accélération mesurée par l' accéléromètre. La valeur $t = 0$ représente le moment de l'impact.

La vitesse est quasi constante un peu avant le moment de l'impact et jusqu'à ce que la géométrie soit totalement immergée, aux alentours de $t = 0.02s$ pour une vitesse de 10 m/s et aux alentours de t=0.013 s pour une vitesse de 15 m/s. Bien que l'écart de vitesse soit faible pendant l'impact, les effets dynamiques induits ne peuvent pas être évités lors de telles expériences à grande vitesse. L'effort total (F_{total}) est obtenu grâce aux jauges de déformation situées au bas du piston. L'effort inertiel ($F_{inertiel}$) est obtenu grâce à la mesure de l'accélération, $F_{inertiel} = M.Acc$, avec M la masse en mouvement (maquette + partie de la cellule en dessous des jauges) et Acc l'accélération mesurée. L'effort hydrodynamique (F_{hyd}) est obtenu en appliquant le principe fondamental de la dynamique :

$$F_{hyd} = F_{total} - F_{inertiel} \tag{5.1}$$

Une illustration des différents types d'efforts est montré en figure 5.9. L'allure de la force hydrodynamique peut paraitre un peu surprenante. On voit en effet qu'elle est non nulle au moment où le premier contact est détecté (t=0). Nous attribuons ce phénomène à une vibration de la maquette causée par sa mise en mouvement rapide par la machine de choc. Il convient en effet d'avoir à l'esprit que la méthode utilisée pour "compenser" les effets inertiels (équation 5.1) permet de tenir compte uniquement des variations d'accélération lors des tests, mais pas d'efforts liés à la dynamique structurale de la maquette.

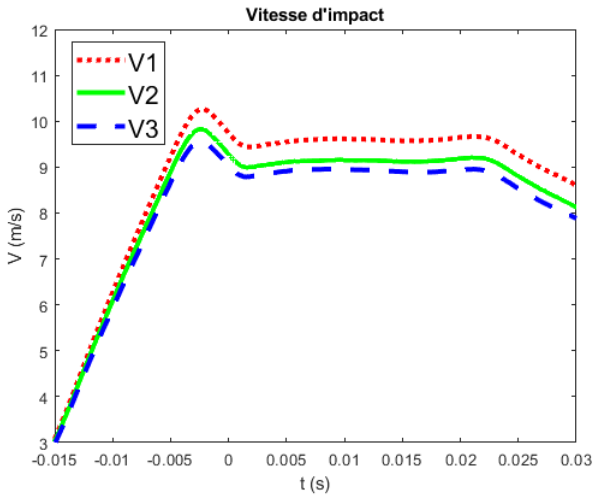


FIGURE 5.7 – Répétabilité de la vitesse de l'essai (calculée à partir de l'intégration de l'accélération) pour une vitesse de consigne V=10 m/s. Maquette de section de carène.

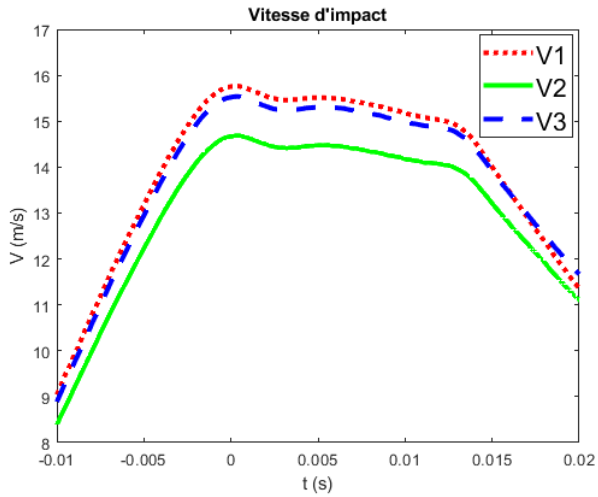


FIGURE 5.8 – Répétabilité de la vitesse de l'essai (calculée à partir de l'intégration de l'accélération) pour une vitesse de consigne V=15 m/s. Maquette de section de carène.

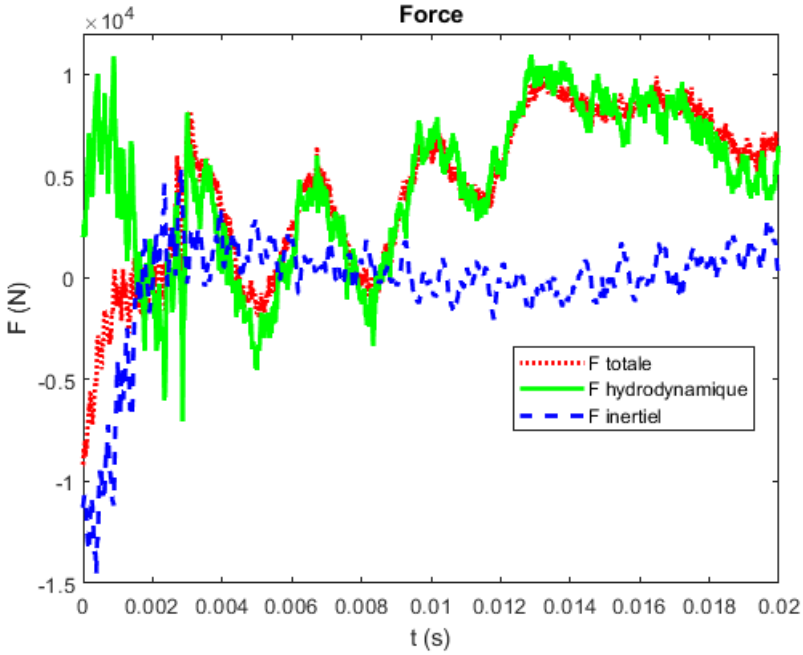


FIGURE 5.9 – Illustration des forces totale, inertielle et hydrodynamique obtenues lors d'un essais d'impact de section de carène avec une vitesse V=10 m/s.

Les courbes de l'évolution des efforts hydrodynamiques (figures 5.10 et 5.11) pour 3 tests montrent une très bonne répétabilité des mesures, les trois courbes sont pratiquement confondues.

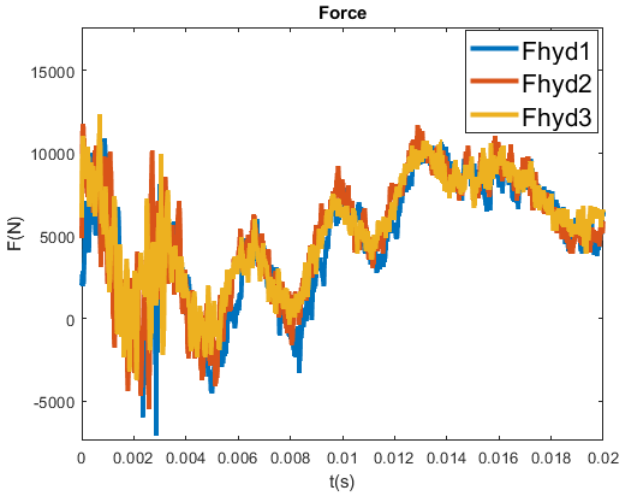


FIGURE 5.10 – Répétabilitée de l'effort d'impact hydrodynamique mesuré pour V=10 m/s. Maquette de section de carène.

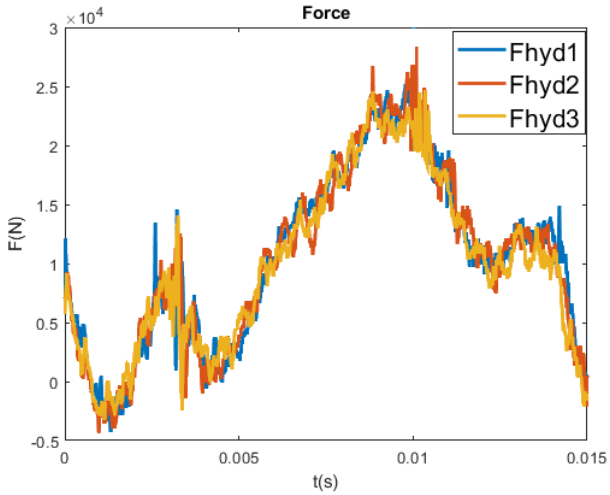


FIGURE 5.11 – Répétabilitée de l'effort d'impact hydrodynamique mesuré pour V=15 m/s. Maquette de section de carène.

En figure 5.12, les courbes des pressions mesurées au niveau des différents capteurs, P1 à P6, ont été tracées pour chacun des 3 tests réalisés avec une vitesse de consigne V=10 m/s. Ces résultats montrent une bonne répétabilité des pressions, si l'on excepte le capteur P6 situé près du bord de la maquette (voir figure 4.1) où les pressions sont faibles. Nous observons aussi quelques oscillations sur les signaux de pression. Il est possible que cela soit aussi lié à un phénomène de vibration de la maquette. En effet, les mesures de pression fournies par des capteurs piézoélectriques peuvent être affectées quand ces capteurs subissent des accélérations.

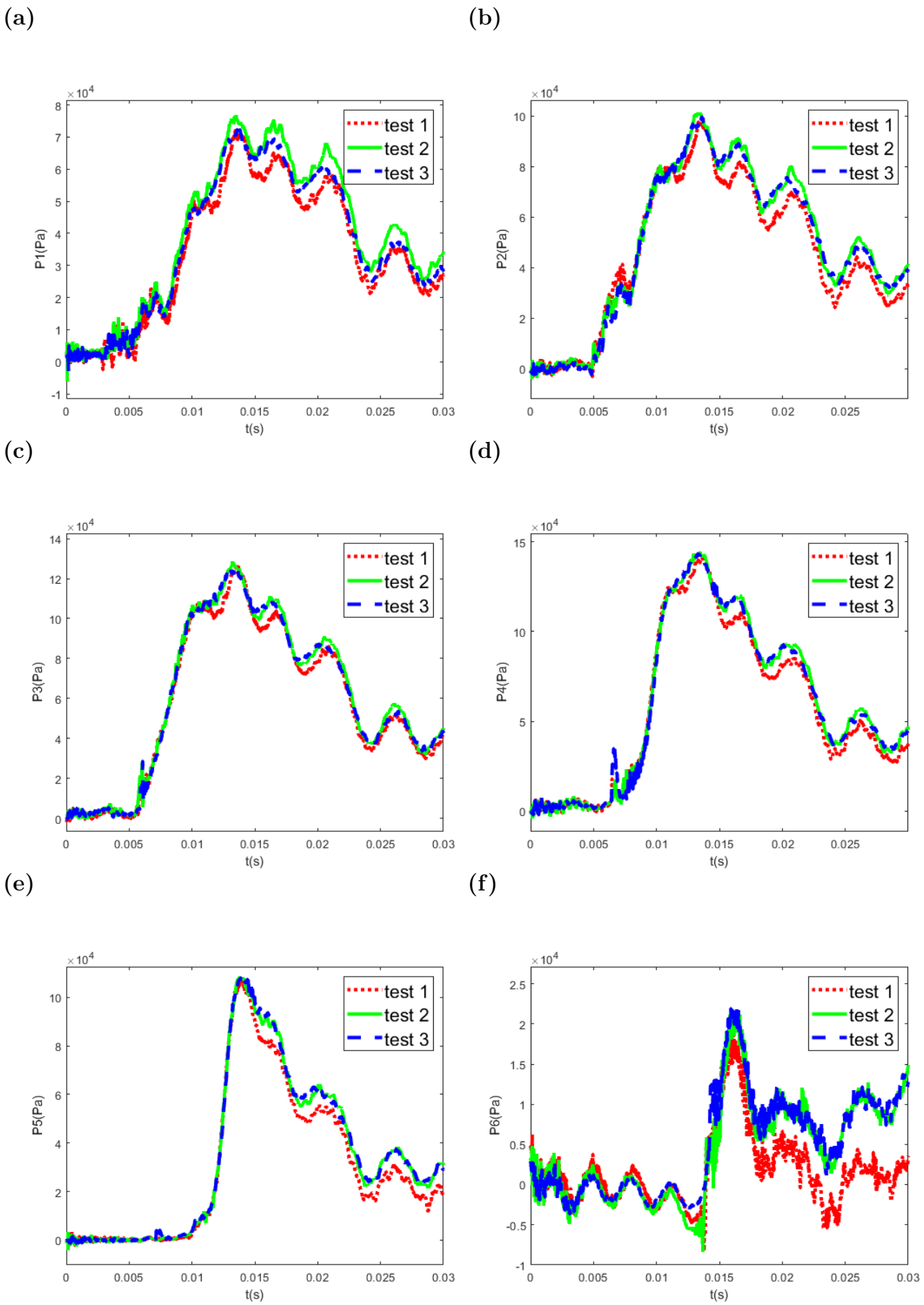


FIGURE 5.12 – Répétabilité des pressions au niveau des capteurs P1 à P6 de la maquette de section de carène (voir figure 4.1) pour $V = 10m/s$

5.2.3 Coefficients de pression

En figure 5.13, nous avons comparé les coefficients de pressions pour les différents capteurs et pour les vitesses de 10 m/s et 15 m/s. Les coefficients de pression $Cp(t) = \frac{2P(t)}{\rho V(t)^2}$ sont tracés en fonction de (U/L), avec $U(t) = \int_0^t V(\tau).d\tau$ le déplacement vertical de la maquette et L la longueur de la maquette. Le tableau 5.1 nous donne les écarts relatifs Δ entre les valeurs maximales des coefficients de pressions obtenues pour des vitesses de 10 m/s et de 15 m/s, pour chaque capteur. Les écarts sont compris entre 1 et 6 % pour tous les capteurs excepté pour Cp6. En effet, l'écart est de 14% au niveau du capteur de pression P6, cela s'explique par la position de $P6$. La surface de mesure du capteur est pratiquement perpendiculaire à la surface libre et les niveaux de pression sont très faibles. Les écarts entre les résultats, obtenus pour les deux vitesses, sont présents mais restent faibles (du même ordre que les incertitudes expérimentales). Nous pouvons raisonnablement dire que les pressions générées lors de l'impact sont de nature inertielle (liées aux accélérations du fluide causées par l'impact) et que les effets de compressibilité et de viscosité ne semblent pas jouer un rôle important.

Cp_{max}	$V = 10m/s$	$V = 15m/s$	$\Delta(\%)$
$Cp1_{max}$	1.44	1.418	2
$Cp2_{max}$	1.95	1.84	5
$Cp3_{max}$	2.52	2.43	3.5
$Cp4_{max}$	2.84	2.87	1
$Cp5_{max}$	2.15	2.99	6
$Cp6_{max}$	0.36	0.42	14

Tableau 5.1 – Tableau comparatif des valeurs maximales des coefficients de pression obtenues pour des vitesses de 10 m/s et 15 m/s

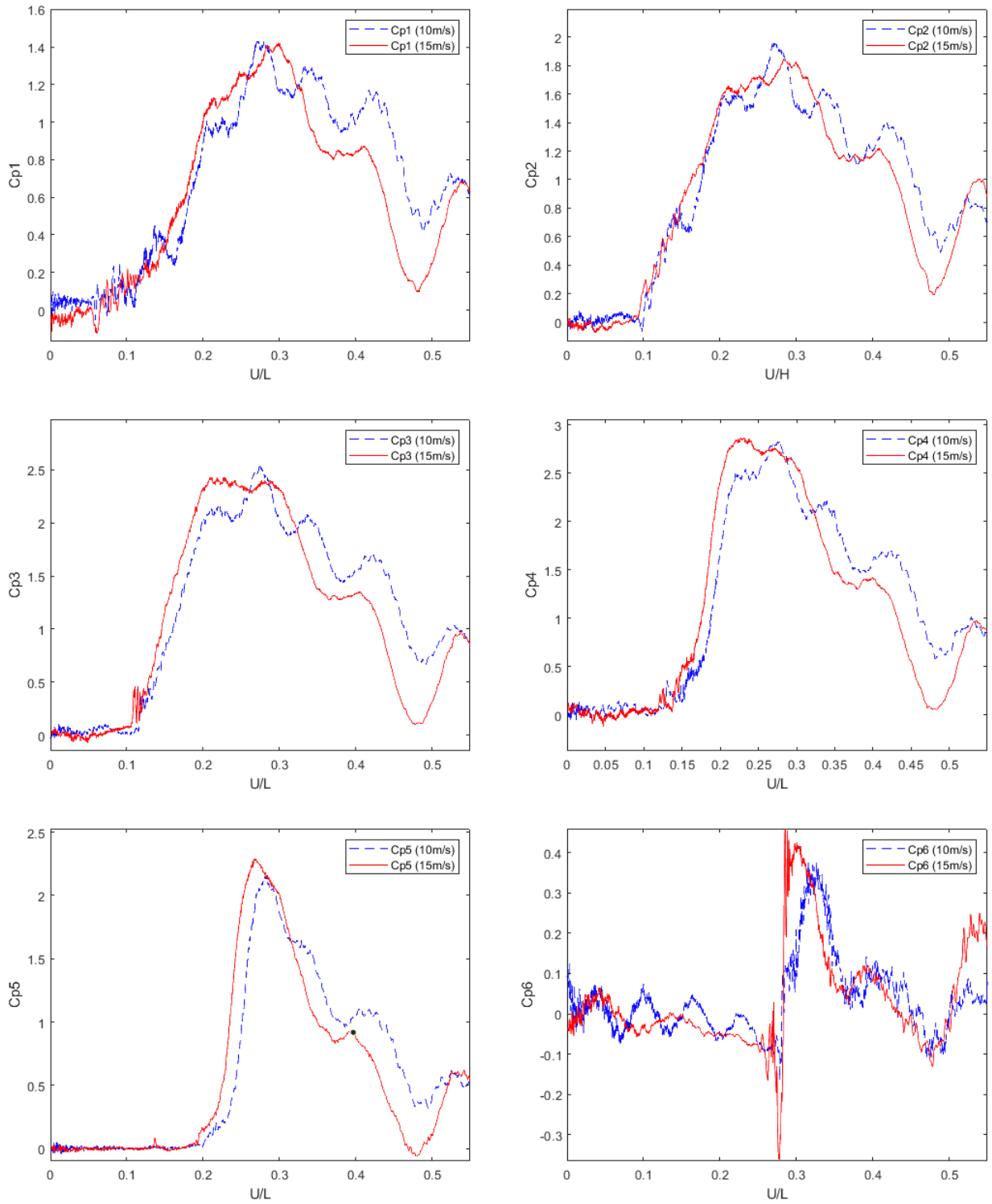


FIGURE 5.13 – Comparaison entre les coefficients de pression au niveau des capteurs P1 à P6 (voir figure 4.1) obtenus pour des vitesses de 10 m/s et 15 m/s. Maquette de section de carène.

5.3 Essais d'impact de maquettes avec bulbes et de leurs dièdres équivalents

5.3.1 Dimensionnement des maquettes expérimentales

Nous avons aussi réalisé une campagne d'essais avec des dièdres et des dièdres avec bulbes, pour lesquels des résultats intéressants avait été obtenus lors de l'étude numérique (chapitre 4). Quatre maquettes ont été réalisées : deux pour des dièdres avec bulbe (avec des angles de relèvement $\beta = 20°$ et $\beta = 30°$) et deux pour des dièdres simples de même angles (voir figures 5.14 et 5.15). Nous avons choisi ces deux angles de relèvement en particulier en se basant sur les résultats numériques de la section 4.2.4. En effet ces deux configurations offrent un bon compromis, pour la réalisation des essais : les chargements hydrodynamiques ne sont pas trop élevés et sont compatibles avec le moyen d'essais, mais ils sont suffisamment élevés pour être mesurés convenablement et être comparés aux chargements de l'impact primaire. Pour les 4 configurations, la longueur de la maquette est L=495 mm et la largeur l=320 mm. Ces dimensions ont été choisies afin qu'elles soient inférieures à 1/6 ème des dimensions de la cuve, pour éviter d'éventuels effets de confinement.

Nous présentons dans cette section, les calculs par éléments finis qui ont été réalisés pour dimensionner les maquettes expérimentales. En effet, un mauvais dimensionnement de ces maquettes pourrait conduire à rendre difficile la réalisation des essais et des mesures. Un premier point à s'assurer est que lors des impacts hydrodynamiques, la déformation de la maquette sera suffisamment faible pour ne pas induire de changements de géométrie qui pourraient affecter l'écoulement et les chargements hydrodynamiques. Sur la base de campagnes d'essais effectuées par le passé au laboratoire (voir [Malki et al., 2012], [Tassin et al., 2012] et [Hassoon et al., 2017]), nous nous sommes orientés vers des maquettes pleines en aluminium. L'avantage de l'aluminium c'est qu'il permet de diminuer considérablement la masse des maquettes, l'aluminium possèdant une masse volumique de 2.7 $g.cm^3$, c'est à dire environ 3 fois moindre que celle de l'acier (voir tableau 5.2). Des calculs statiques ont été menés en appliquant un chargement vertical de 200 kN, répartit sur la surface inférieure de chaque maquette. Cet effort correspond à l'effort maximal supporté par le moyen d'essais. La pression équivalente est P= 1.26 MPa.

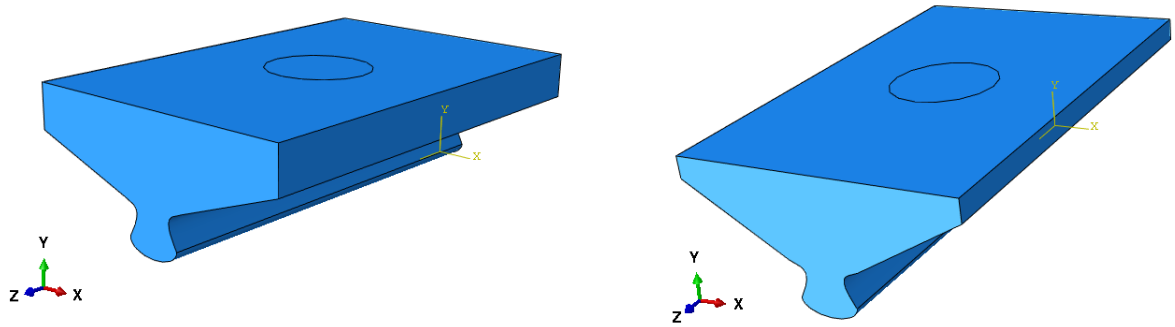


Figure 5.14 – Modélisation des maquettes avec bulbe d'étrave ($\beta = 20°$ à gauche et $\beta = 30°$ à droite)

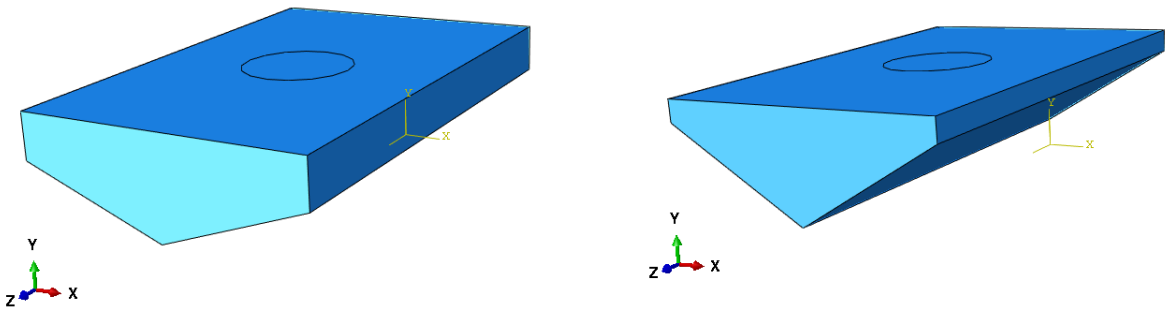


FIGURE 5.15 – Modélisation des maquettes de dièdres ($\beta = 20°$ à gauche et $\beta = 30°$ à droite)

Matériau	masse volumique	module d'Young	coefficient de poisson
Aluminium	2700 kg/m^3	72 GPa	0.34
Acier	8000 kg/m^3	210 GPa	0.3

Tableau 5.2 – Propriétés mécaniques et physiques de l'aluminium et de l'acier

Les surfaces où est appliqué ce chargement de pression sont illustrées par les figures 5.16 et 5.17. De plus, les structures sont fixées par un encastrement d'une zone qui correspond à la zone de contact entre le piston de la machine et la maquette voir figure 5.18. Les maquettes ont été maillées à l'aide d'éléments tetrahédriques à interpolation quadratique dont la taille était d'environ 3 mm (correspondant à un nombre total d'éléments d'environ 1.8×10^6).

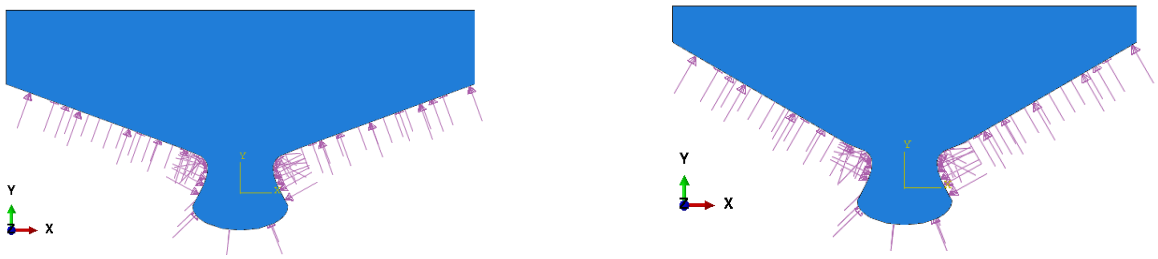


FIGURE 5.16 – Zones d'applications de la pression (indiquées par des flèches) pour les modèles éléments finis statiques utilisés pour le dimensionnement des maquettes de dièdre avec bulbe ($\beta = 20°$ à gauche et $\beta = 30°$ à droite)

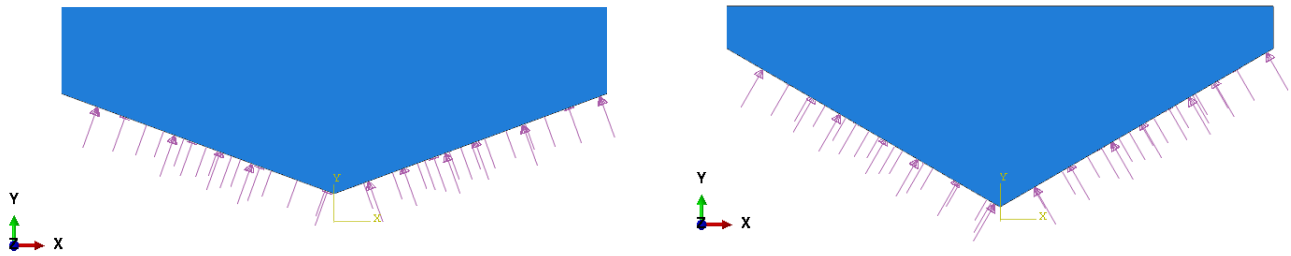


Figure 5.17 – Zones d'applications de la pression (indiquées par des flèches) pour les modèles éléments finis statiques utilisés pour le dimensionnement des maquettes de dièdres ($\beta = 20°$ à gauche et $\beta = 30°$ à droite)

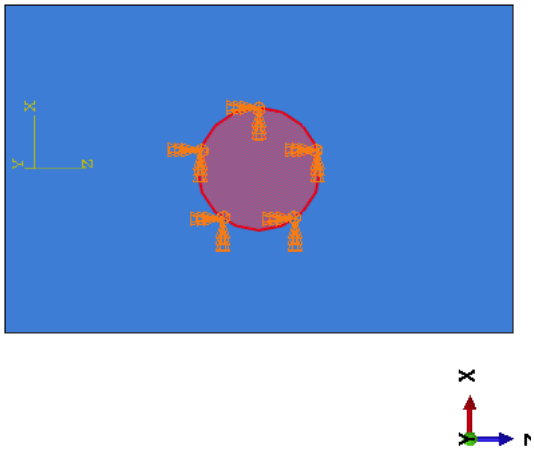


Figure 5.18 – Zone d'encastrement dans les modèles éléments finis statiques et d'analyse modale

Déformations des maquettes

Les figures 5.19 et 5.20 présentent les champs de déplacements obtenus pour les différentes maquettes. On peut observer pour les maquettes avec bulbes d'étraves (figure 5.19) que les déplacements maximaux sont localisés au niveau des bords de la maquette. La sollicitation s'apparente à une flexion autour de l'axe $\vec{X}$. Pour un angle de relèvement $\beta = 20°$, on mesure un déplacement maximal de 0.095 mm, et pour un angle de relèvement $\beta = 30°$, on mesure un déplacement maximal de 0.1 mm. En ce qui concerne les dièdres (figure 5.20), pour un angle de relèvement $\beta = 20°$, on mesure un déplacement maximal de 0.134 mm, et pour un angle de relèvement $\beta = 30°$, on mesure un déplacement maximal de 0.146 mm. Cela représente environ 0.03% de la largeur (l) et 0.02% de la longueur (L) de la maquette. Ce sont des déplacements très faibles de l'ordre de la tolérance de fabrication.

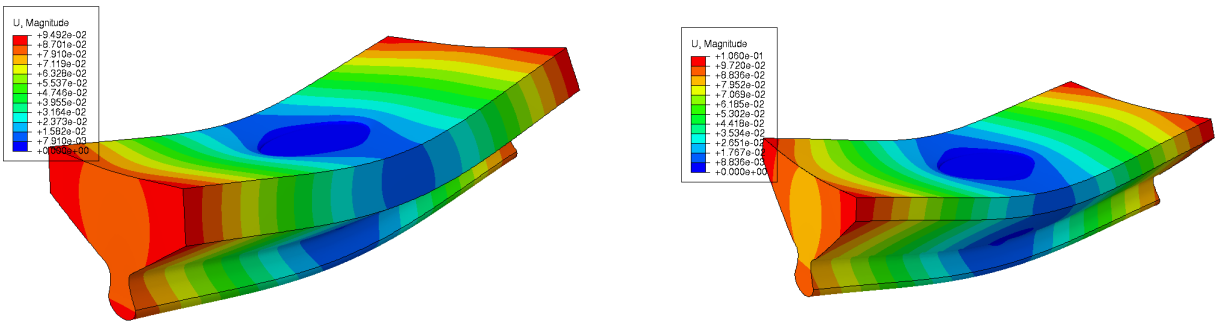


FIGURE 5.19 – Déplacements (donnés en mm) liés aux déformations pour les maquettes de type dièdre avec bulbe ($\beta = 20°$ à gauche et $\beta = 30°$ à droite)

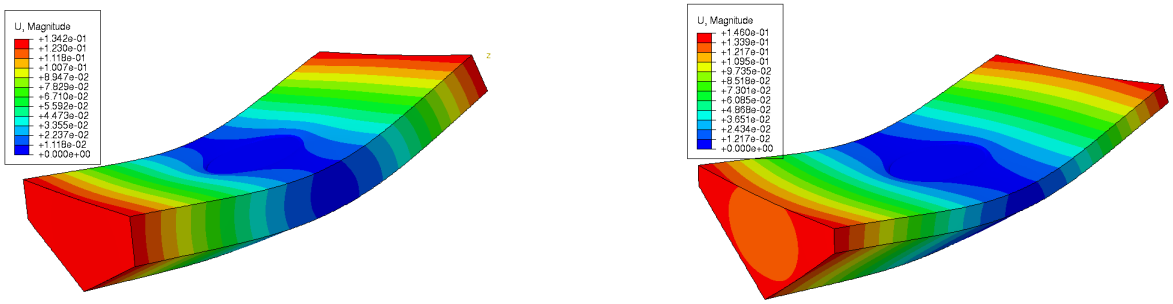


FIGURE 5.20 – Déplacements (donnés en mm) liés aux déformations pour les dièdres simples ($\beta = 20°$ à gauche et $\beta = 30°$ à droite)

Détermination des premiers modes de vibration

Nous avons aussi réalisé des calculs des premiers modes de vibration des maquettes. Il est en effet souhaitable que les plus basses périodes propres de vibration soient bien inférieures à la durée caractéristique des impacts hydrodynamiques. En effet, les impacts vont vraisemblablement causer des vibrations des maquettes qui peuvent générer des perturbations des signaux de force. Si ces perturbations ont une période proche des signaux que l'on cherche à mesurer, il sera très difficile de dissocier les deux. Les premiers modes des maquettes avec bulbes ont des fréquences propres de F=775 Hz et F=811 Hz (voir figure 5.21), respectivement, pour des angles de relèvement $\beta = 20°$ et $\beta = 30°$. Ces fréquences correspondent à des périodes T=1.3 ms et T= 1.23 ms. Les premiers modes de vibrations des dièdres simples sont globalement similaires à ceux des dièdres avec bulbes. Ils ont des fréquences F=803 Hz et F=841 Hz (voir figure 5.22), respectivement, pour des angles de relèvements $\beta = 20°$ et $\beta = 30°$, correspondant à des périodes T=1.24 ms et T=1.18 ms. Compte tenu de la géométrie des maquettes (hauteur comprise entre 50 mm et 120 mm selon la géométrie) et les vitesses d'impact envisagées (de l'ordre de 10 m/s), la durée caractéristique des impacts est comprise entre 5 ms et 12 ms. Cette durée est supérieure aux périodes de vibration des maquettes, même si une séparation encore plus grande aurait pu être souhaitable.

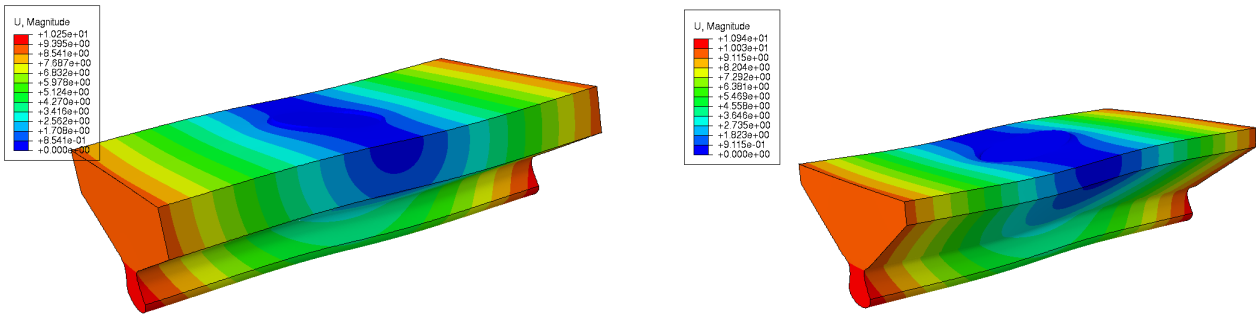


FIGURE 5.21 – 1er mode de vibration des maquettes de type dièdre avec bulbe ($\beta = 20°$ à gauche et $\beta = 30°$ à droite)

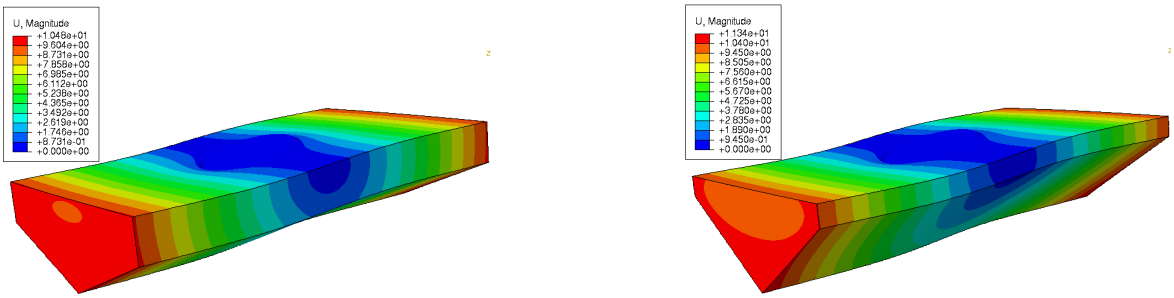


FIGURE 5.22 – 1er mode de vibration des dièdres simples ($\beta = 20°$ à gauche et $\beta = 30°$ à droite)

5.3.2 Maquettes réalisées et instrumentation

Sur la base de calculs de prédimensionnement, quatre maquettes ont été fabriquées (plans disponibles en annexe B). Elles présentent des perçages permettant de placer les capteurs de pression. De plus, pour permettre le passage des câbles de ces capteurs un couvercle à été réalisé. La masse totale de l'ensemble (partie basse des maquettes + couvercle + "araignée" (pièce servant à fixer les maquettes au piston de la machine)) vaut $M_{totale} = 38kg$ pour le dièdre avec bulbe d'angle $\beta = 20°$, $M_{totale} = 43kg$ pour le dièdre avec bulbe d'angle $\beta = 30°$, $M_{totale} = 35kg$ pour le dièdre d'angle $\beta = 20°$ et $M_{totale} = 41kg$ pour le dièdre d'angle $\beta = 30°$. Les capteurs expérimentaux utilisés pour mesurer le déplacement, l'accélération et les efforts hydrodynamiques sont les mêmes que pour la section 5.2.1. En ce qui concerne les capteurs de pression, pour toutes les géométries (dièdres et dièdres avec bulbe) nous les avons disposés aux mêmes endroits que les capteurs utilisés dans l'étude numérique (figures 4.13 et 4.14). Pour chaque maquettes, il y'a 5 capteurs de pressions (P1b, P2, P2b, P3 et P4).

5.3.3 Répétabilité des essais

Pour assurer la répétabilité des essais sur les dièdres, pour chaque angle de relèvement ($\beta = 20°$ et $\beta = 30°$) et pour chaque vitesse (10 et 12 m/s), les tests ont été réalisés au minimum 3 fois.

Les courbes de l'évolution de l'effort hydrodynamique sont présentées en figure 5.23 pour le dièdre simple d'angle $\beta = 30°$ et deux vitesses d'impact (10 et 12 m/s). La proximité des trois courbes d'effort montrent une bonne répétabilité des mesures d'efforts hydrodynamiques.

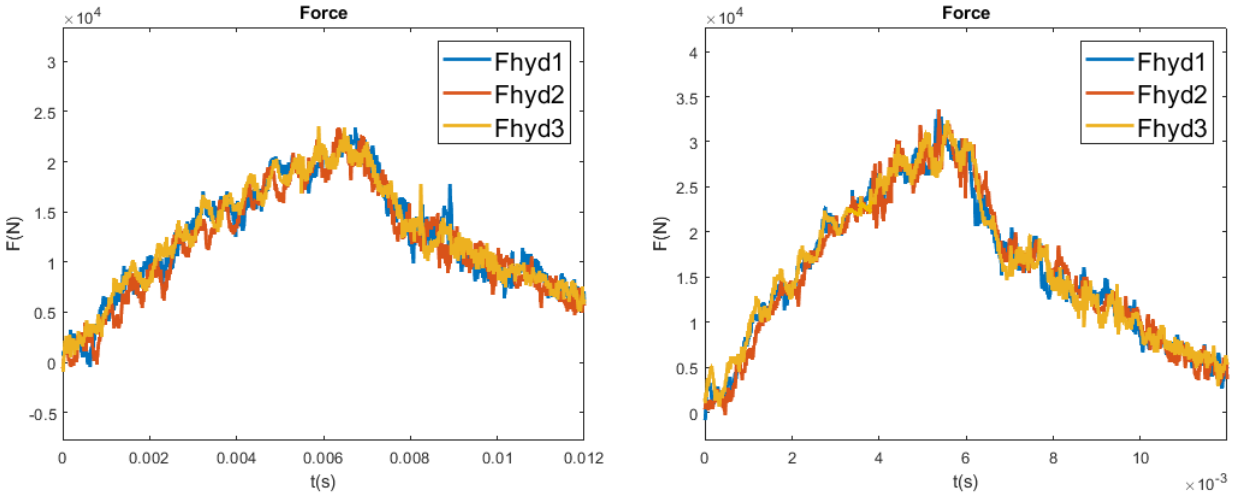


FIGURE 5.23 – Répétabilité des mesures d'effort d'impact pour le dièdre d'angle $\beta = 30°$. A gauche : V=10 m/s ; à droite : V=12 m/s.

En figure 5.24, nous avons tracés les pressions mesurées sur les différents capteurs pour chacun des 3 tests réalisés à V=10 m/s. Ces résultats montrent une bonne répétabilité au niveau des pressions.

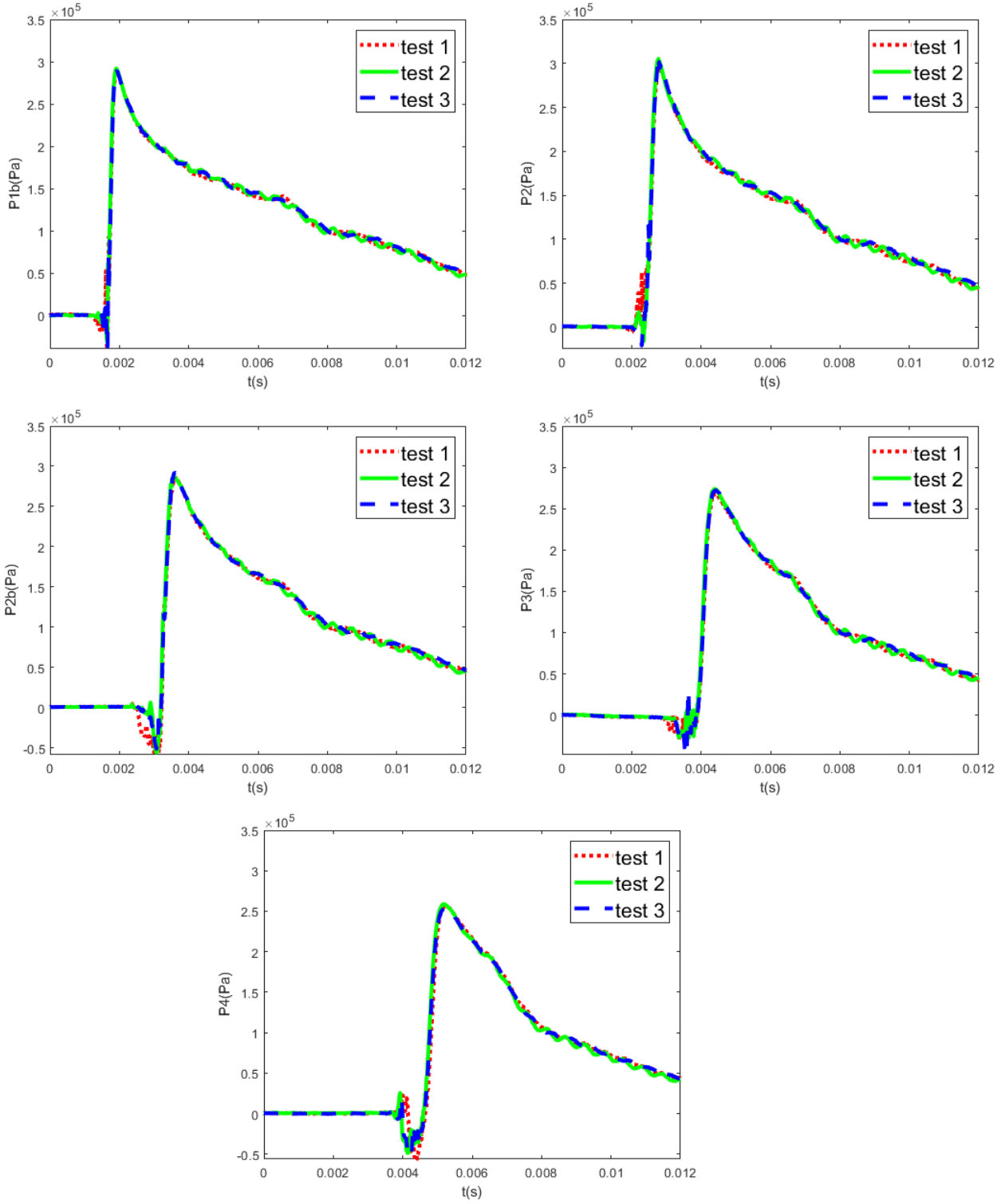


FIGURE 5.24 – Répétabilité des pressions mesurées (capteurs P1b à P4, voir figure 4.14) sur la maquette de dièdre d'angle $\beta = 30°$ pour V = 10 m/s

5.3.4 Comparaison des coefficients de pression pour différentes vitesses : maquettes de dièdres simples

En figures 5.25 et 5.26, nous avons comparé les coefficients de pressions obtenus pour les dièdres d'angle $\beta = 20°$ et $\beta = 30°$. Plusieurs vitesses sont utilisées : V=10 m/s et V=15 m/s pour $\beta = 20°$ et V=10 m/s et V=12 m/s pour $\beta = 30°$. De plus, nous

avons répertorié les valeurs maximales des Cp dans les tableaux 5.3 et 5.4. Les écarts sont compris entre 1 et 9 %, ces écarts sont faibles et les courbes obtenues pour les deux vitesses sont pratiquement confondues. Cela nous permet de conclure que le fluide peut être considéré comme incompressible.

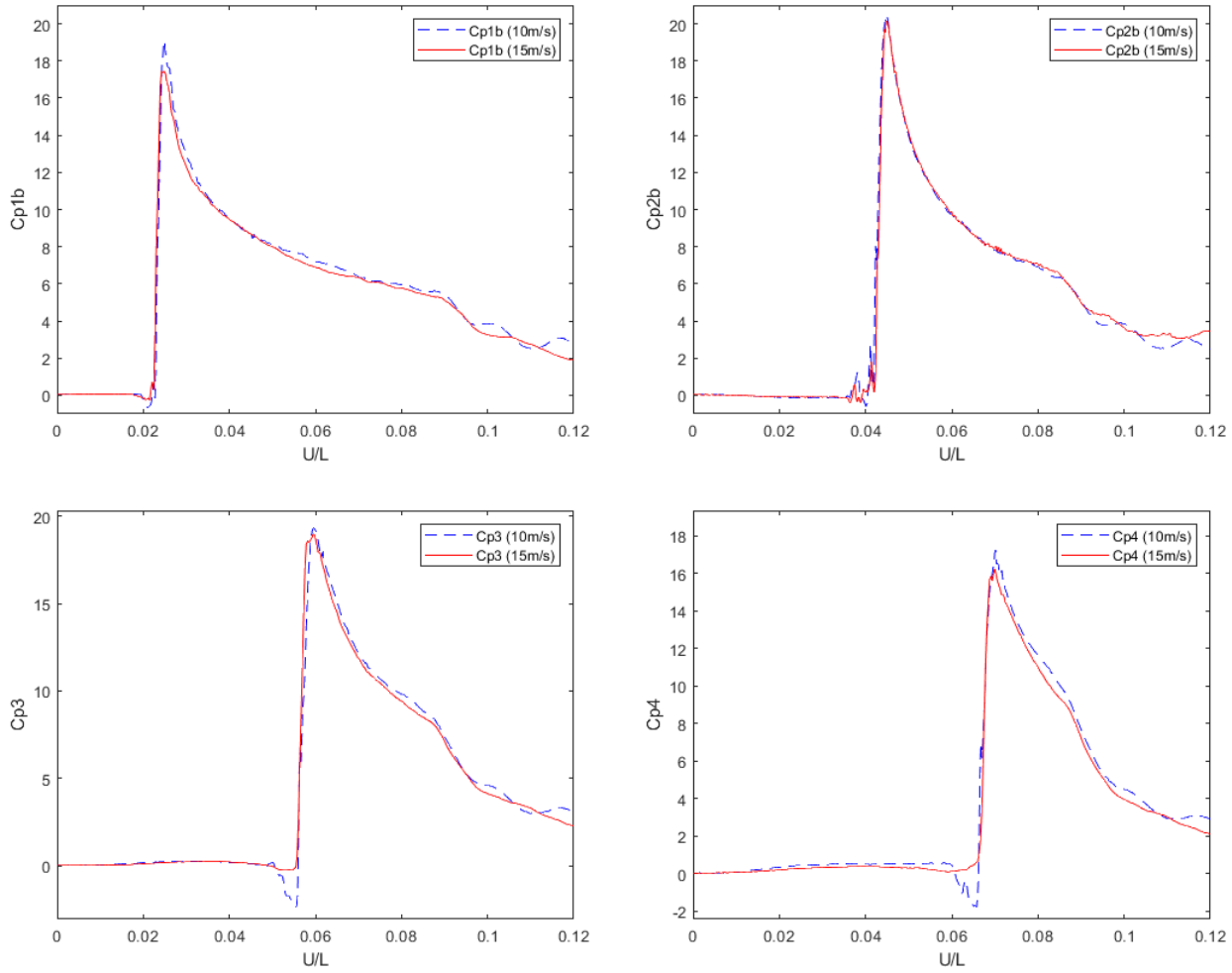


FIGURE 5.25 – Comparaison des coefficients de pression (capteurs P1b à P4, voir figure 4.13) obtenus pour des vitesses V=10m/s et V=15 m/s pour un dièdre d'angle $\beta = 20°$

$Cp_{max}exp$	$V = 10m/s$	$V = 15m/s$	$\Delta(\%)$
Cp1b	19.01	17.44	8%
Cp2b	20.64	20.08	2%
Cp3	19.31	18.98	1.5%
Cp4	17.27	16.26	5%

Tableau 5.3 – Coefficients de pressions maximaux pour un dièdre d'angle $\beta = 20°$ et des vitesses V=10m/s et V=15 m/s. L'écart relatif entre les valeurs est aussi présenté.

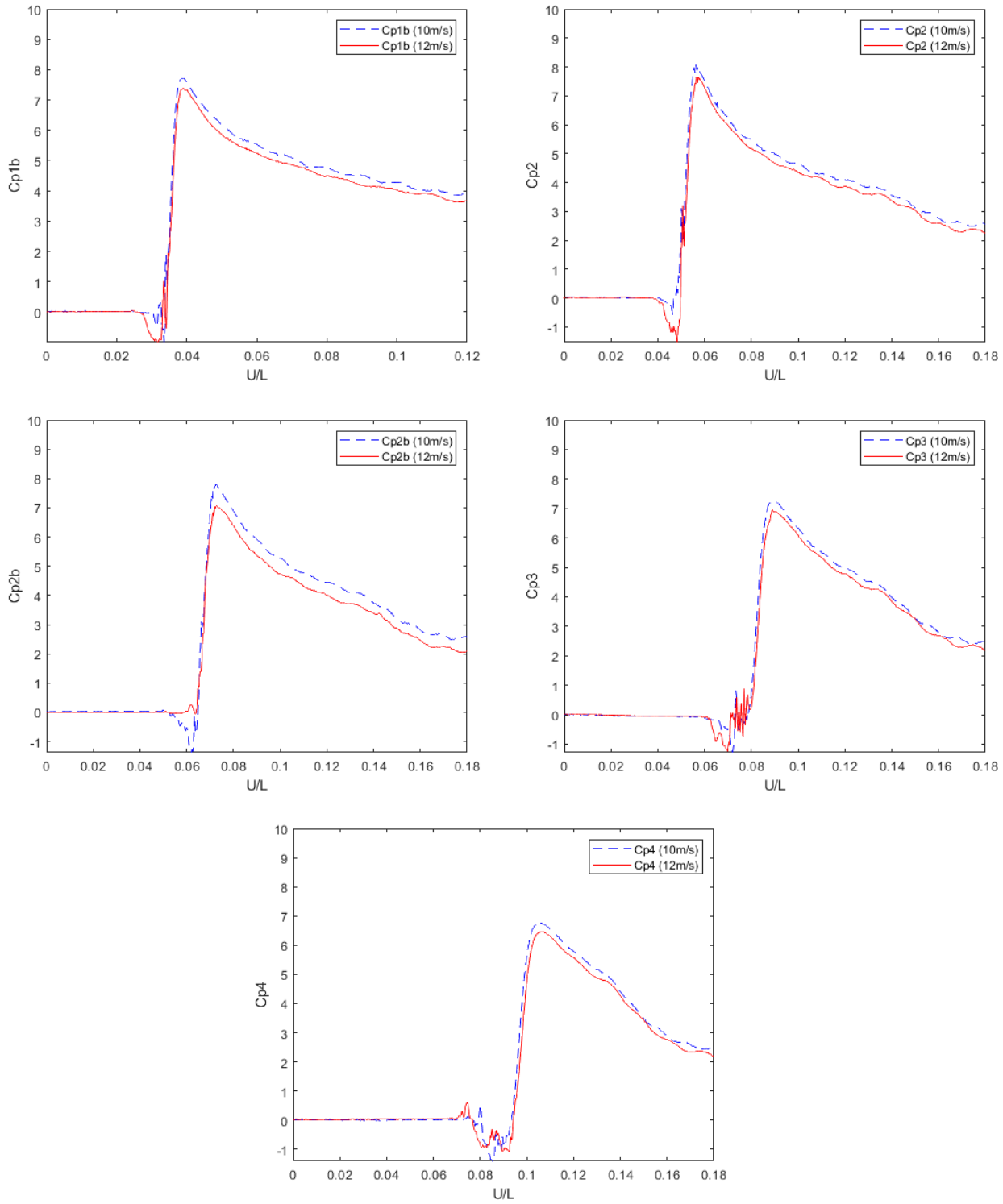


FIGURE 5.26 – Comparaison expérimentale des coefficients de pression (P1b à P4) voir figure 4.14 pour des vitesses V=10m/s et V=12 m/s pour un dièdre d'angle $\beta = 30°$

$Cp_{max}exp$	$V = 10m/s$	$V = 12m/s$	$\Delta(\%)$
Cp1b	7.69	7.37	4%
Cp2	8.06	7.61	5%
Cp2b	7.79	7.03	9%
Cp3	7.25	6.9	4.8%
Cp4	6.77	6.47	4%

Tableau 5.4 – Coefficients de pressions maximaux pour un dièdre d'angle $\beta = 30°$ et des vitesses V=10m/s et V=12 m/s. L'écart relatif entre les valeurs est aussi présenté.

5.3.5 Comparaison des coefficients de pression pour différentes vitesses : maquettes de dièdres avec bulbes

En figures 5.27 et 5.28, nous avons comparé les coefficients de pressions obtenus pour les dièdres avec bulbe d'angle $\beta = 20°$ et $\beta = 30°$. Deux vitesses sont utilisés, V=10 m/s et V=15 m/s. Nous avons répertorié les valeurs maximales des Cp dans les tableaux 5.5 et 5.6. Les écarts sont faibles, compris entre 1 et 6 %. Les valeurs données dans les tableaux 5.5 et 5.6 correspondent aux pics principaux (ou primaires). Les valeurs maximales (en terme de Cp) et les enfoncements pour lesquels ces pics se produisent, sont indépendants de la vitesse d'impact. Cependant, les courbes présentent aussi des pics secondaires. Dans l'étude numérique du chapitre, nous avions déjà observé des pics secondaires et lié leur origine à l'effondrement des cavités créées par l'impact du bulbe des maquettes. Un point très intéressant est que leur amplitude (en termes de Cp) et l'enfoncement auquel ils apparaissent sont dépendants de la vitesse d'impact (figures 5.27 et 5.28). Les pics secondaires ont une amplitude moindre et surviennent pour un enfoncement plus grand lorsque la vitesse augmente. Nous pensons que ce phénomène est lié à la réponse de l'air lors de l'effondrement des cavités. Nous ne connaissons pas la géométrie des cavités au moment de leur effondrement et, en particulier, nous ne savons pas si l'air est emprisonné ou peut s'échapper (dans la direction $\vec{Z}$). Cependant, il est raisonnable de penser que l'air dans les cavités est rapidement comprimé et que les effets de compressibilité affectent son écoulement et sa réponse.

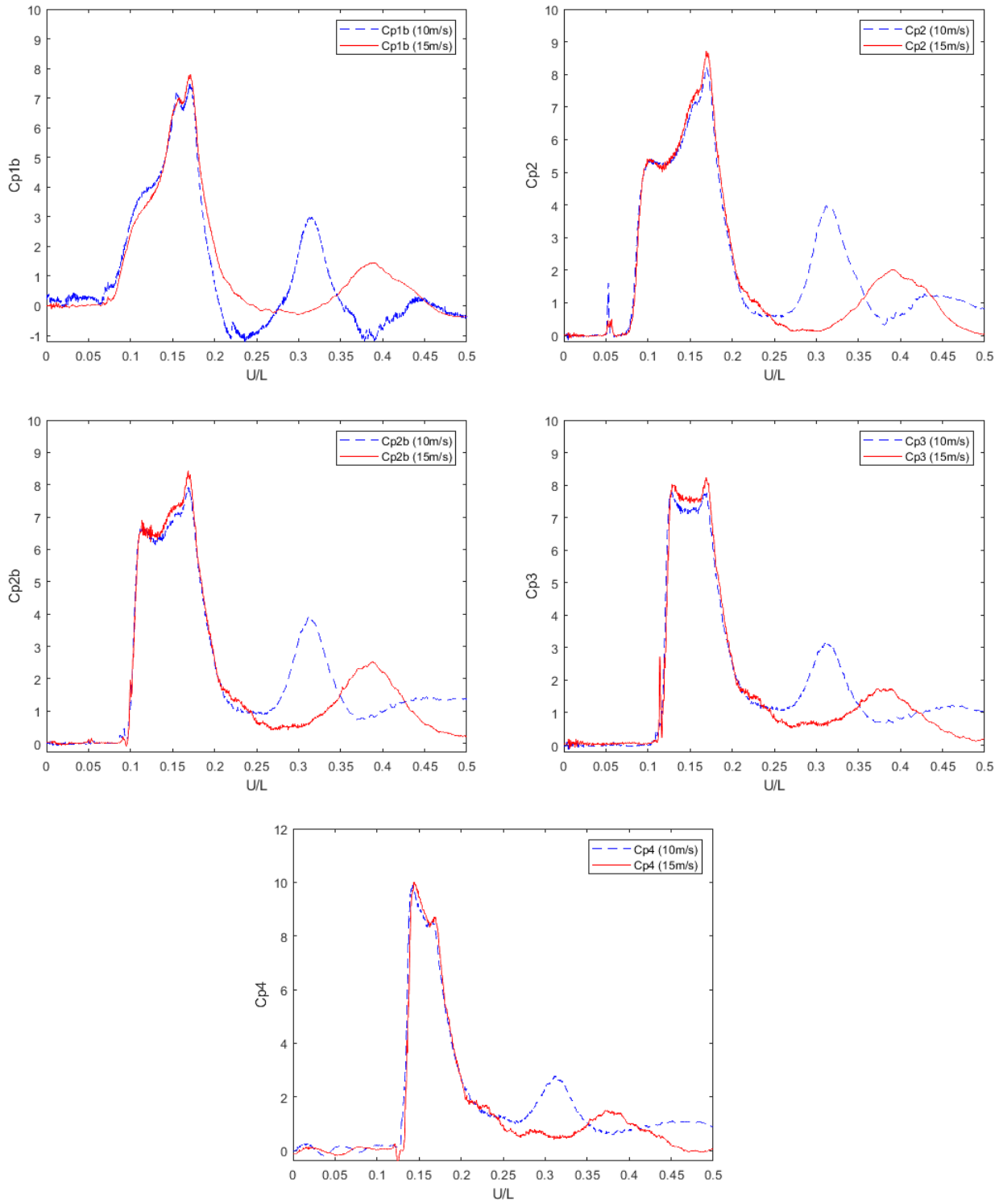


FIGURE 5.27 – Comparaison des coefficients de pression (capteurs P1b à P4, voir figure 4.13) pour des vitesses V=10m/s et V=15 m/s pour un dièdre avec bulbe d'angle $\beta = 20°$.

$Cp_{max}exp$	$V = 10m/s$	$V = 15m/s$	$\Delta(\%)$
Cp1b	7.44	7.80	4.6%
Cp2	8.18	8.7	5.9%
Cp2b	7.92	8.42	5.9%
Cp3	7.78	8.24	5.5%
Cp4	9.89	10	1.1%

Tableau 5.5 – Coefficients de pressions maximaux pour un dièdre avec bulbe d'angle $\beta = 20°$ et des vitesses V=10 m/s et V=15 m/s. L'écart relatif entre les valeurs est aussi présenté.

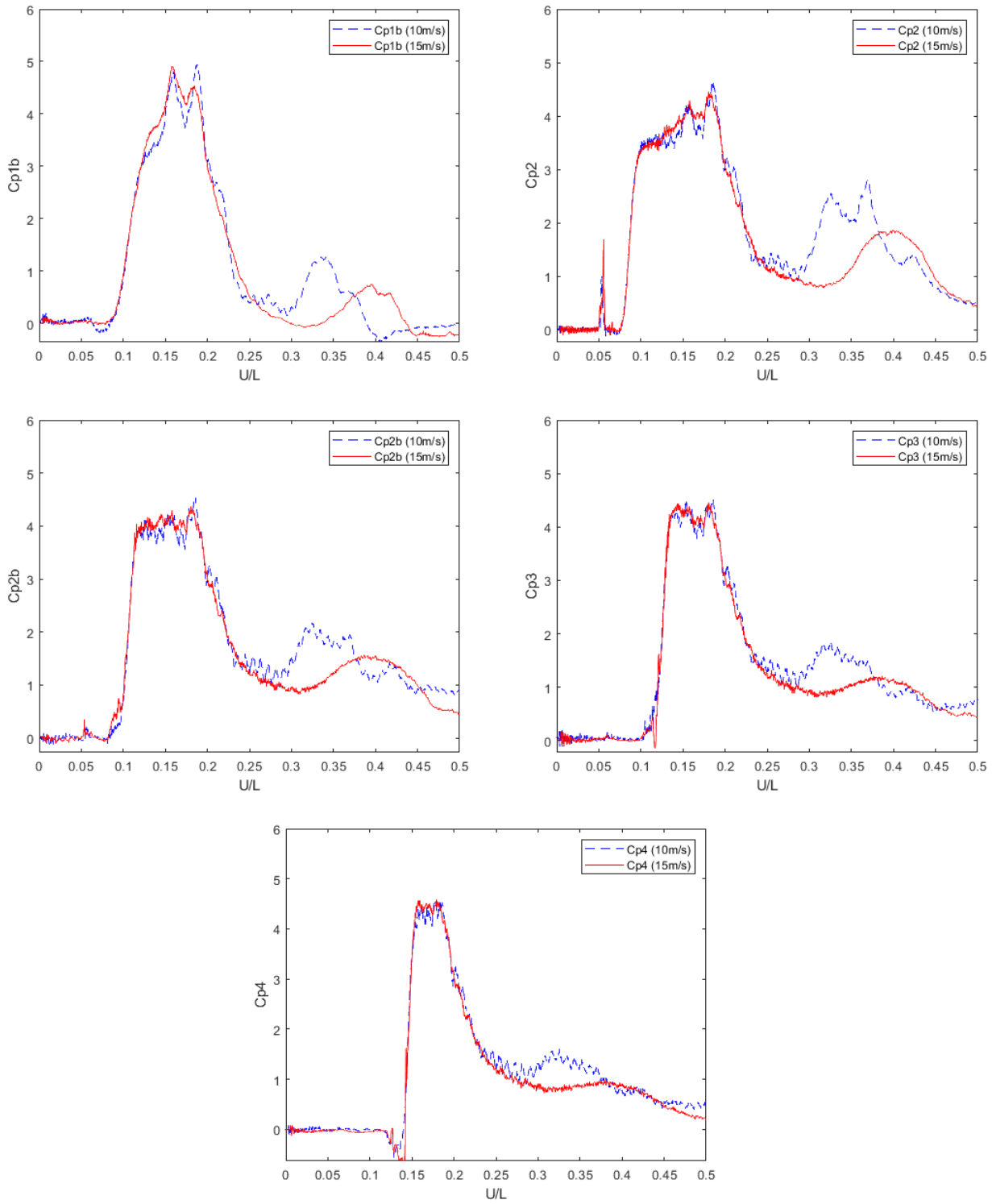


FIGURE 5.28 – Comparaison des coefficients de pression (capteurs P1b à P4, voir figure 4.14) pour des vitesses V=10m/s et V=15 m/s pour un dièdre avec bulbe d'angle $\beta = 30°$.

$Cp_{max}exp$	$V = 10m/s$	$V = 15m/s$	$\Delta(\%)$
Cp1b	4.93	4.91	0.4%
Cp2	4.65	4.44	4.5%
Cp2b	4.43	4.34	2%
Cp3	4.48	4.45	0.6%
Cp4	4.54	4.56	0.4%

Tableau 5.6 – Coefficients de pressions maximaux pour un dièdre avec bulbe d'angle $\beta = 30°$ et des vitesses V=10 m/s et V=15 m/s. L'écart relatif entre les valeurs est aussi présenté.

5.4 Comparaison entre les mesures obtenues pour les dièdres simples et dièdres avec bulbes

Grâce aux résultats expérimentaux, nous réalisons une étude comparative des chargements hydrodynamiques obtenus pour les dièdres avec bulbe (liés à un impact secondaire) et pour les dièdres simples (impact primaire uniquement). En figure 5.29, nous avons tracé les coefficients de forces pour le dièdre simple et le dièdre avec bulbe pour les deux angles de relèvements ($\beta = 20°$ et $\beta = 30°$). Les courbes des dièdres sont décalées d'un temps Δt correspondant au temps de parcourt de la distance Δy qui sépare la pointe basse du dièdre de la base de l'ellipse des dièdres avec bulbe (voir figures 4.13 et 4.14). Ce décalage permet de mieux comparer les signaux d'efforts et de pression.

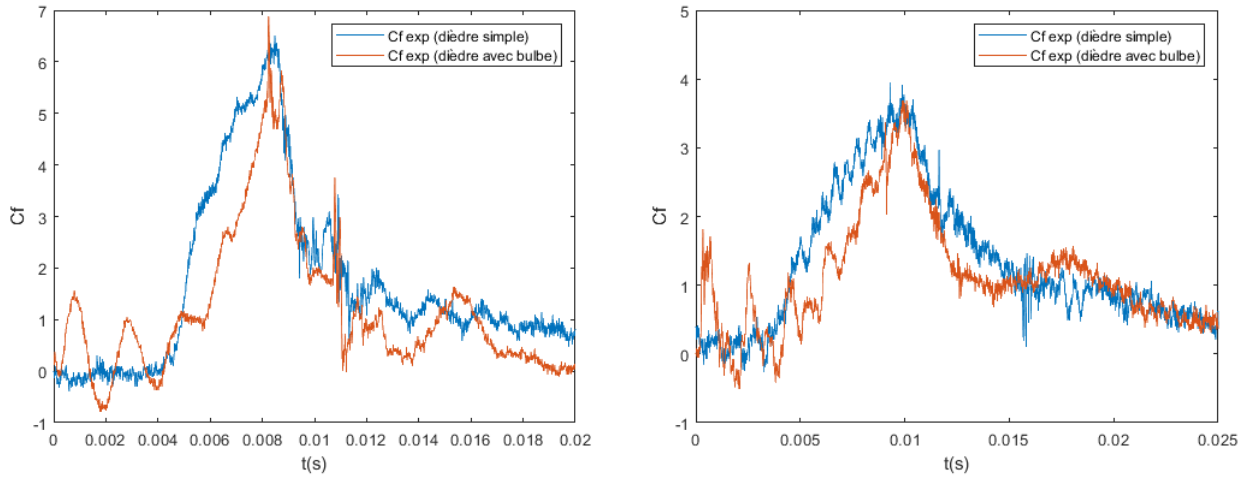


Figure 5.29 – Comparaison des coefficients de force liés à un impact primaire (dièdre simple) et à un impact secondaire (dièdre avec bulbe), pour des angles $\beta = 20°$ (gauche) et $\beta = 30°$ (droite). La vitesse d'impact est V=10 m/s.

Dans le tableau 5.7, nous avons répertorié les coefficients d'efforts maximaux, ainsi que le rapport $Rf = \frac{Cf_{max} \text{ dièdre avec bulbe}}{Cf_{max} \text{ dièdre simple}}$ entre le coefficient de force maximal pour le dièdre avec bulbe et celui pour le dièdre simple. On peut observer que pour les deux angles de relèvement ($\beta = 20°$ et $\beta = 30°$), les efforts liés à un impact secondaire et ceux liés à un impact primaire sont pratiquement similaires avec Rf=0.9 pour $\beta = 20°$ et Rf=1.06 pour $\beta = 30°$.

$Cf_{max}exp$	$\beta = 20°$	$\beta = 30°$
$Cf_{max}exp$ dièdre simple	6.51	3.91
$Cf_{max}exp$ dièdre avec bulbe	5.86	4.15
Rf	0.9	1.06

Tableau 5.7 – Tableau comparatif des valeurs maximales des coefficients de force obtenues avec les dièdres simples et les dièdres avec bulbe.

Nous réalisons la même comparaison avec les coefficients de pression pour chaque capteur et pour les deux angles de relèvement ($\beta = 20°$ et $\beta = 30°$) en figures 5.30 et 5.31. Nous pouvons observer que les pressions obtenues pour les dièdres avec bulbes sont inférieures à celle obtenues pour le dièdre simple. Pour le cas du dièdre, on peut observer que les pressions atteignent des valeurs maximales très rapidement tandis que pour les dièdres avec bulbes cela se fait plus progressivement. Pour les dièdres avec bulbes, on remarque que plus le capteur est éloigné du bulbe (P3 et P4,) plus la pression atteint rapidement son maximum. Et ceci est observable pour les deux angles de relèvement. Cela pourrait s'expliquer par l'influence de la cavité d'air sur les signaux de pression pour les dièdres avec bulbes (voir [Xie et al., 2020c] et [Xie et al., 2020b]).

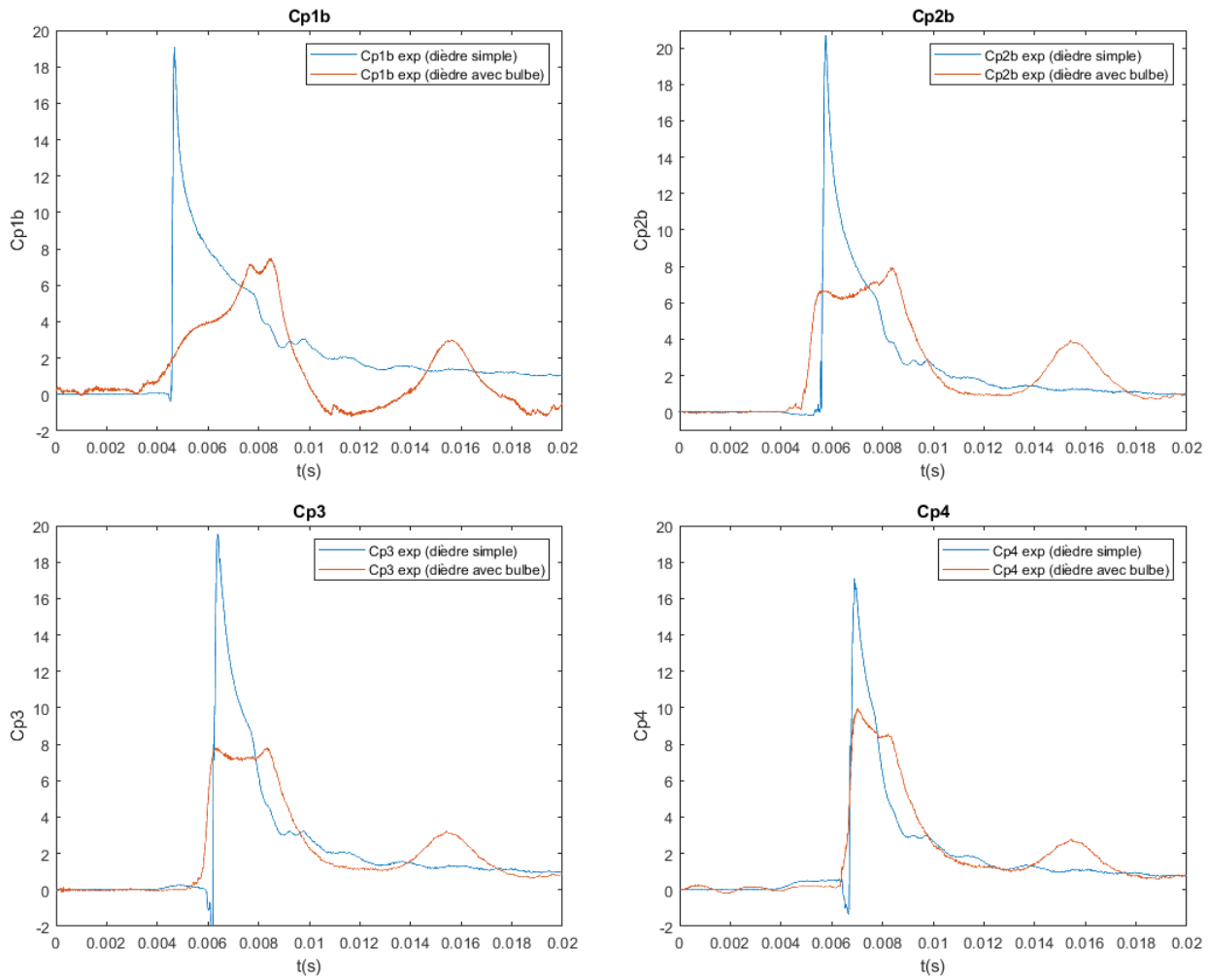


Figure 5.30 – Comparaison des coefficients de pression (au niveau des capteurs P1b à P4, voir figure 4.13) liés à un impact primaire (dièdre simple) à ceux liés à un impact secondaire (dièdre avec bulbe) pour un angle $\beta = 20°$. La vitesse d'impact est V=10 m/s.

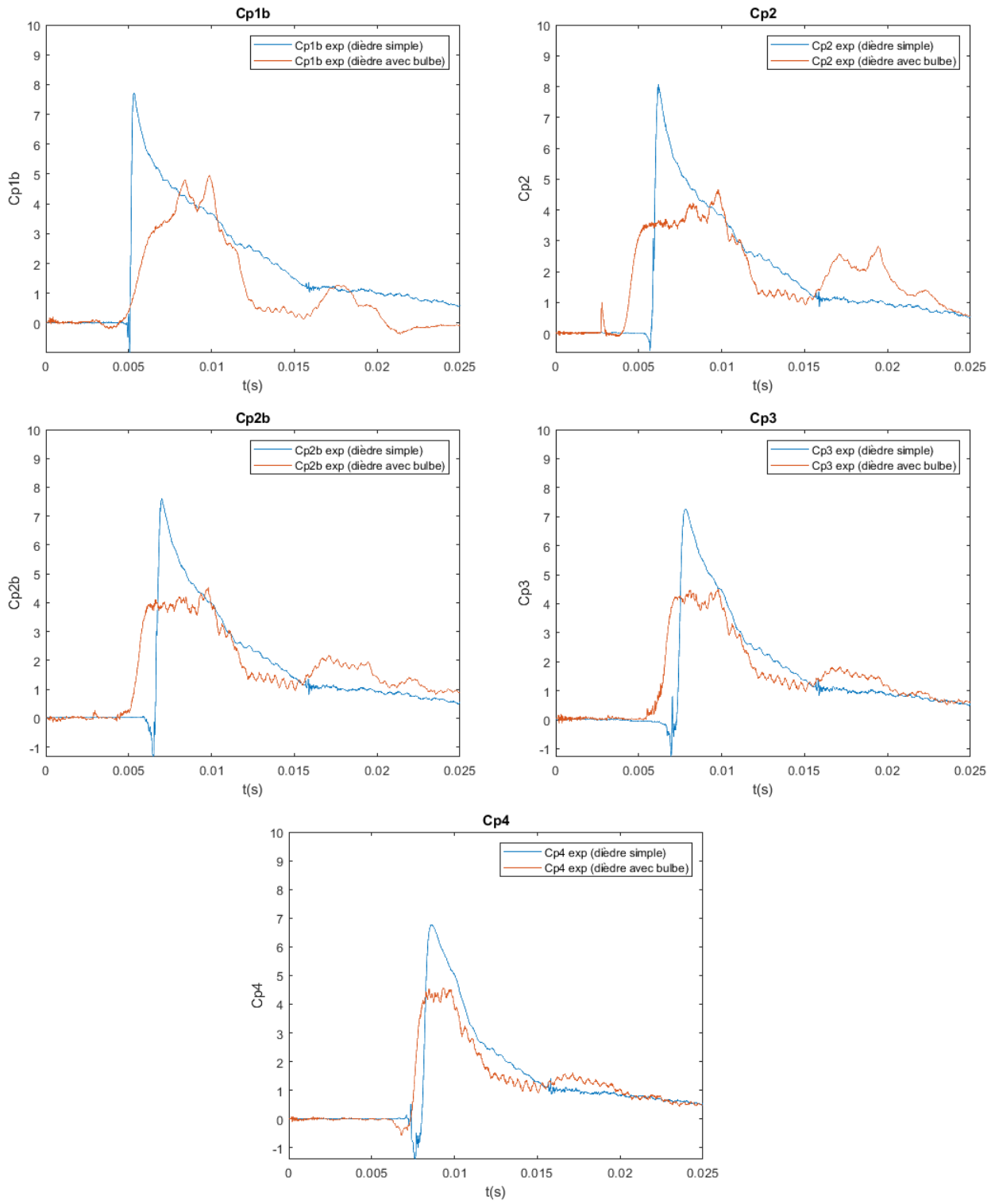


FIGURE 5.31 – Comparaison des coefficients de pression (au niveau des capteurs P1b à P4, voir figure 4.14) liés à un impact primaire (dièdre simple) à ceux liés à un impact secondaire (dièdre avec bulbe) pour un angle $\beta = 30°$. La vitesse d'impact est 10 m/s.

Dans les tableaux 5.8 et 5.9, nous avons répertorié les valeurs maximales des coefficients de pressions expérimentaux de l'impact secondaire (dièdre avec bulbes) et ceux de l'impact primaire (dièdre simple) ainsi que le rapport $Rp = \frac{Cp_{max}\text{dièdre avec bulbe}}{Cp_{max}\text{dièdre simple}}$, respectivement, pour des angles $\beta = 20°$ et $\beta = 30°$.

D'après les tableaux 5.8 et 5.9, le rapport Rp est compris entre 0.38 et 0.57 pour $\beta = 20°$ et est compris entre 0.61 et 0.67 pour $\beta = 30°$. Le Rp est plus élevé pour le capteur P4 (0.57 et 0.67) qui situé dans une zone éloignée du bulbe. Les Rp pour un angle $\beta = 30°$ sont plus élevés que les Rp pour un angle $\beta = 20°$. Il semblerait que les pressions liées à l'impact secondaire se rapproche de celles de l'impact primaire quand l'angle de relèvement β est plus élevé.

$Cp_{max}exp$	dièdre simple	dièdre avec bulbe	Rp
$Cp1b_{max}$	19.1	7.44	0.38
$Cp2_{max}$	-	8.18	-
$Cp2b_{max}$	20.64	7.92	0.38
$Cp3_{max}$	19.55	7.78	0.39
$Cp4_{max}$	17.1	9.8	0.57

Tableau 5.8 – Tableau comparatif des coefficients de pression maximums du dièdre simple et du dièdre avec bulbe pour un angle $\beta = 20°$ et une vitesse V=10 m/s.

$Cp_{max}exp$	dièdre	dièdre bulbe	Rp
$Cp1b_{max}$	7.71	4.94	0.64
$Cp2_{max}$	8.06	4.63	0.69
$Cp2b_{max}$	7.62	4.65	0.61
$Cp3_{max}$	7.25	4.50	0.62
$Cp4_{max}$	6.77	4.57	0.67

Tableau 5.9 – Tableau comparatif des coefficients de pression maximums du dièdre simple et du dièdre avec bulbe pour un angle $\beta = 30°$ et une vitesse V=10 m/s.

5.5 Résumé

D'après les comparaisons du chapitre 4, nous avions observé que les chargements de l'impact secondaire étaient globalement plus importants que ceux de l'impact primaire (Rf compris entre 1.4 et 1.7 et Rp compris entre 0.67 et 1.75). Les résultats expérimentaux de ce chapitre donne une tendance opposée. En effet, les chargements de l'impact primaire restent plus importants que ceux de l'impact secondaire (Rf compris entre 0.9 et 1.06 et Rp compris entre 0.38 et 0.69). Nous avons aussi remarqué que le rapport Rp augmente lorsque l'angle de relèvement β augmente. De plus, au niveau des capteurs de la partie haute du dièdre bulbe (éloignés du bulbe), les pressions sont plus importantes. Nous essaierons d'expliquer ces différences dans le chapitre prochain qui traite les comparaisons entre simulations et essais. Nous pouvons déjà mentionner certaines limitations des simulations qui ont été présentées dans le chapitre 4. Tout d'abord, ces simulations sont bidimensionnelles. Ce choix avait été fait pour faciliter l'analyse des résultats et réduire les temps de calcul. Cependant, des effets 3D sont difficilement évitables lors d'essais avec des maquettes de taille finie. Pour essayer de quantifier l'influence des effets 3D, des simulations complémentaires (tridimensionnelles) seront présentées dans le chapitre suivant. Une autre limitation des simulations est la non-prise en compte de la présence d'air, mais on notera que celle-ci ne semble avoir de l'influence que sur les pics secondaires.

Chapitre 6

Comparaisons entre essais et simulations numériques

Ce chapitre présente des comparaisons entre les mesures expérimentales du chapitre 5 et des résultats numériques. En plus des simulations bidimensionnelles présentées dans le chapitre 4, nous avons réalisé des simulations en 3D pour quantifier l'influence des effets tridimensionnels. Comme nous le verrons, ces dernières permettent un meilleur accord avec les données expérimentales. Ces comparaisons mettent en évidence la complexité des phénomènes liés aux impacts secondaires.

6.1 Simulations numériques tridimensionnelles d'impact hydrodynamiques

Pour compléter notre étude numérique, nous avons modélisé numériquement en 3D les maquettes expérimentales. En effet, lors des premières comparaisons entre les résultats d'essais et les simulations 2D, nous avons observé des différences assez notables. Nous avons voulu vérifier si celles-ci pouvaient être dues, au moins en partie, à des effets 3D (liés à la longueur finie des maquettes). Nous allons présenter le modèle de la section d'étrave, mais des modèles similaires ont été réalisés pour l'ensemble des maquettes. La géométrie modélisée est celle de la figure 4.1. La longueur de la maquette est L = 495 mm. On ne modélise que le quart de la géométrie, pour diminuer les temps de calcul. Ceci est possible grâce aux deux symétries de la maquette. Une illustration de ces symétries est proposée en figure 6.1.

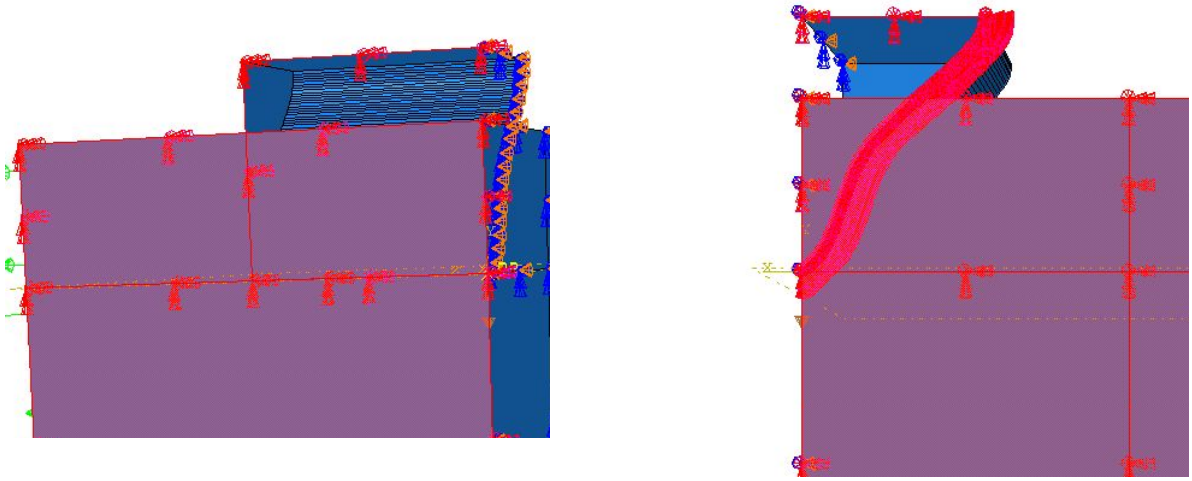


Figure 6.1 – Illustration des deux symétries utilisées (zones rouges) pour le modèle de section de carène $3D$, à gauche la symétrie selon l'axe $\vec{X}$ et à droite la symétrie selon l'axe $\vec{Z}$.

La maquette numérique $3D$ est soumise à une vitesse verticale constante de 10 m/s, et vient impacter la surface libre de l'eau, initialement au repos. On applique des conditions de non-réflection sur les bords extérieurs du domaine fluide, voir figure 6.2. Le domaine fluide fait 500 mm de largeur, 800 mm de longueur et 800 mm de hauteur.

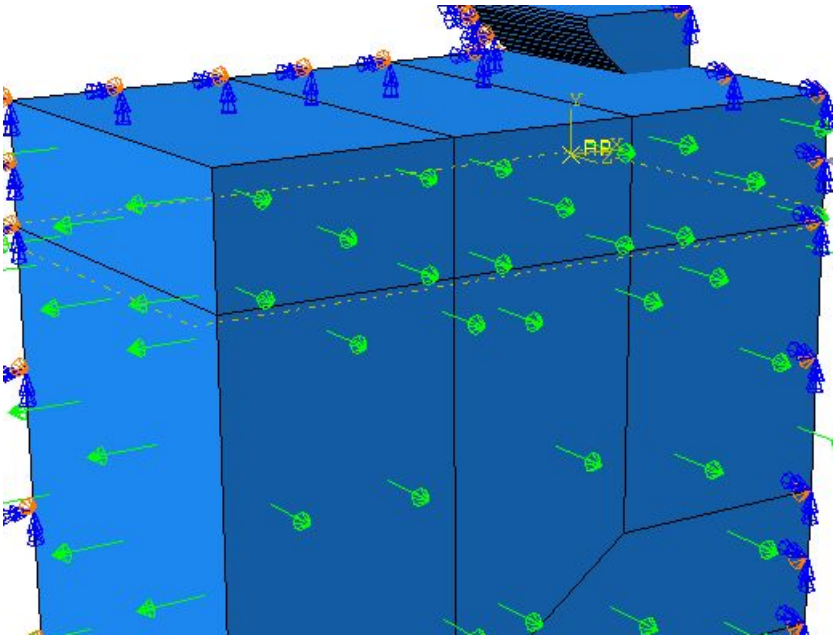


Figure 6.2 – Illustration des conditions de non réflexion (symbolisées par des flèches vertes) utilisées pour le modèle de section de carène $3D$.

6.1.1 Détermination de la taille des éléments

Nous avons mené une étude de convergence du maillage afin de déterminer une taille d'élément appropriée pour les simulations 3D. Nous faisons varier les tailles des mailles du domaine Lagrangien (solide rigide) et celles de la partie fluide la plus proche du solide

de 2 mm à 5 mm. Les différentes courbes d'efforts sont tracées en figure 6.3. Le filtre utilisé est un filtre Butterworth avec une fréquence de coupure F=1000 Hz.

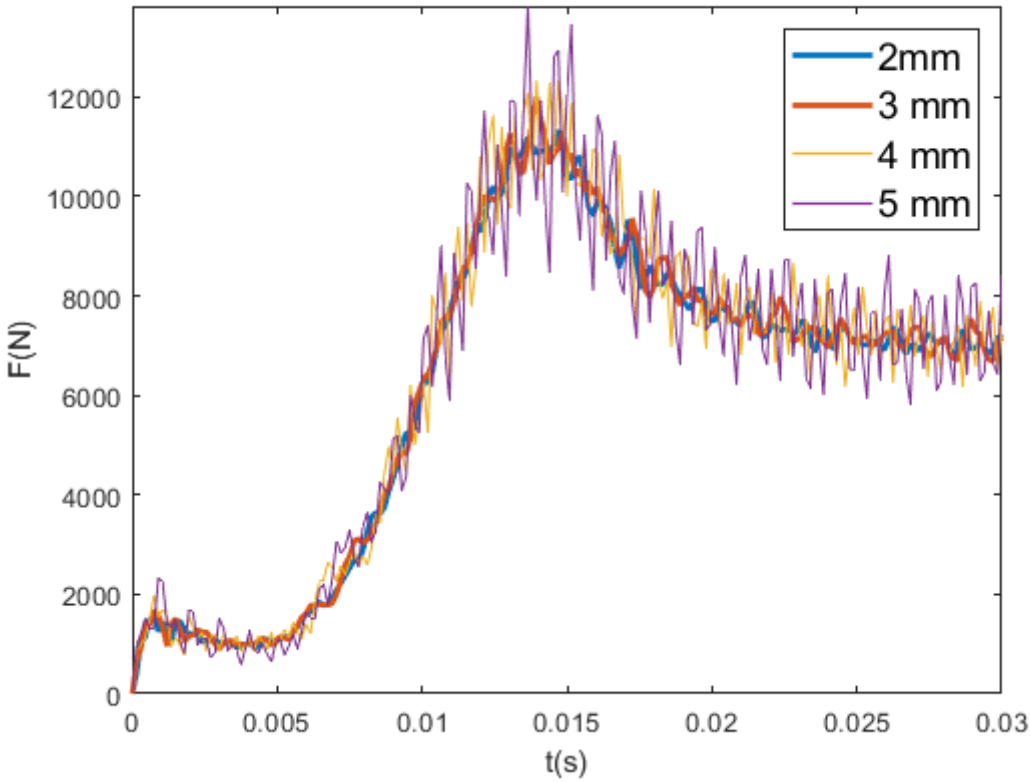


Figure 6.3 – Variation temporelle de la force verticale obtenue avec le modèle 3D de section de carène pour différentes tailles de mailles.

D'après l'évolution de la valeur maximale de l'effort vertical en fonction du nombre d'élément présentée en figure 6.4, nous constatons que l'effort converge vers une valeur d'environ 12 kN à partir de $N = 3.4 \times 10^6$ éléments. Les résultats présentés par la suite ont été obtenus avec le maillage le plus fin comportant $N = 1.1 \times 10^7$ éléments (la taille de maille est de 2 mm).

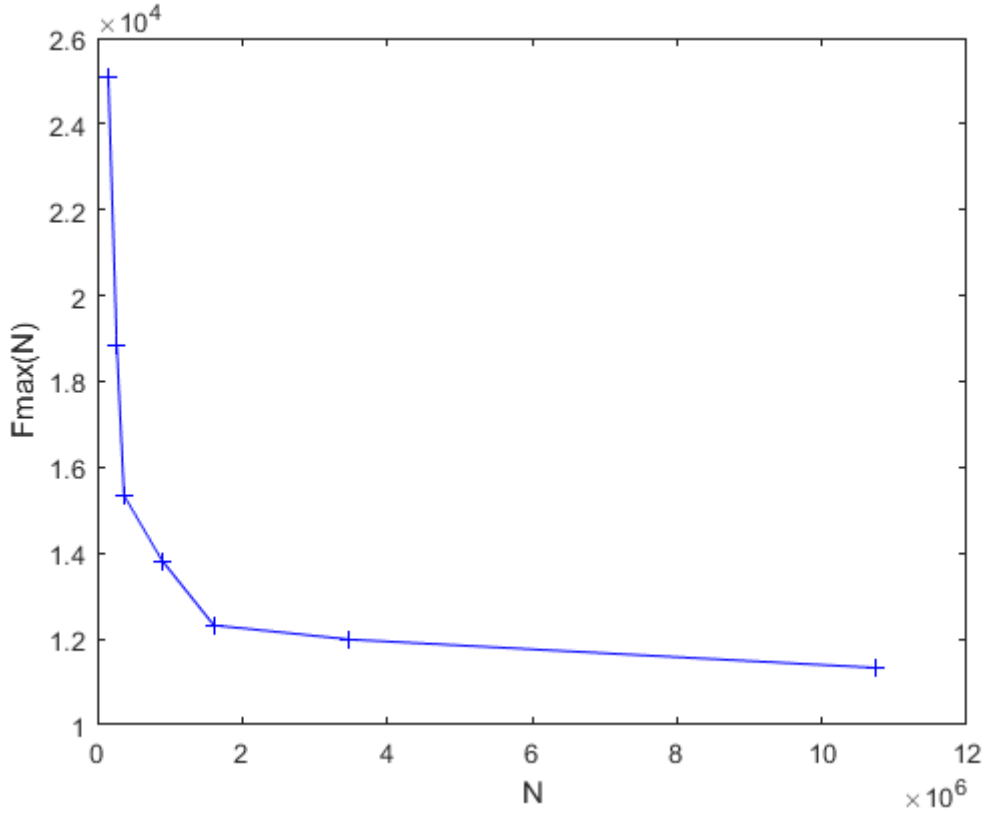


Figure 6.4 – Évolution de la force maximale obtenue avec le modèle 3D de section de carène en fonction du nombre d'éléments.

Nous avons aussi réalisé un modèle 3D pour chacune des maquettes de dièdre et de dièdre avec bulbe. Ces modèles sont similaires à celui de la section de carène, seule la géométrie du solide change. L'importance des effets 3D sera discutée par la suite.

6.2 Comparaisons numérique-expérimentale : section de carène

6.2.1 Comparaison des efforts hydrodynamiques

Les résultats numériques 2D et 3D des efforts sont comparés aux résultats expérimentaux en figure 6.5 et 6.6, respectivement, pour des vitesses de 10 et 15 m/s. Les essais ont été réalisés uniquement pour un angle $\theta = 0°$ pour éviter d'avoir des efforts horizontaux importants qui pourraient endommager la machine. Nous pouvons observer que les résultats expérimentaux sont en meilleur accord avec les résultats numériques 3D. De plus, on distingue des oscillations présentent sur les signaux expérimentaux qui sont vraisemblablement dues à des vibrations de la maquette causées par la mise en mouvement de la maquette et l'impact hydrodynamique.

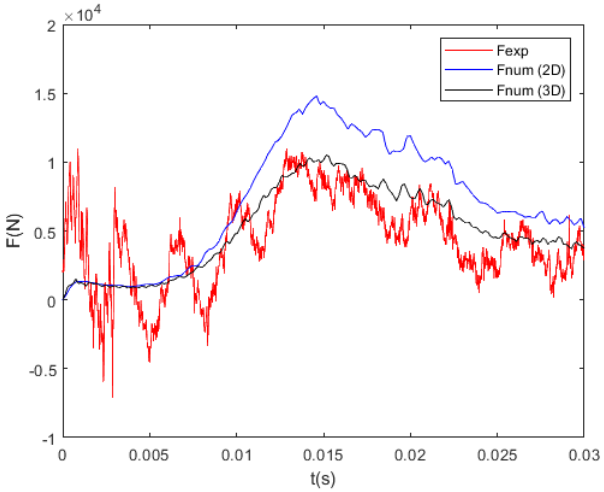


FIGURE 6.5 – Efforts numériques et expérimentaux pour V=10 m/s. Maquette de section de carène.

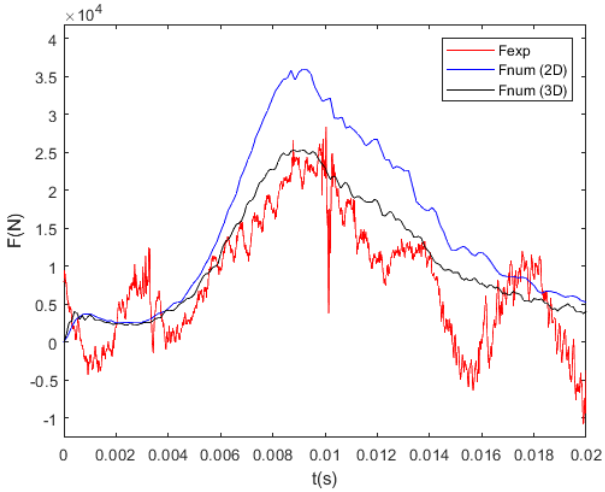


FIGURE 6.6 – Efforts numériques et expérimentaux pour V=15 m/s. Maquette de section de carène.

Pour compléter ces comparaisons, nous avons répertorié dans le tableau 6.1 les valeurs maximales numériques et expérimentales des efforts verticaux. Pour une vitesse V=10 m/s, l' écart Δ_{exp-2D} entre les résultats expérimentaux et les résultats numériques en 2D est de 31.9%. L' écart Δ_{exp-3D} entre les résultats expérimentaux et les résultats numériques en 3D est de 4%. Pour une vitesse de V=15 m/s, l' écart Δ_{exp-2D} est de 29% et l'écart Δ_{exp-3D} est également de 4%. Ces résultats justifient l'utilisation d'un modèle 3D pour caractériser l'effort hydrodynamique.

$V(m/s)$	$F_{max}exp(kN)$	$F_{max}(2D)(kN)$	$F_{max}(3D)(kN)$	$\Delta_{exp-2D}(\%)$	$\Delta_{exp-3D}(\%)$
10	10.09	14.8	10.5	31.9	4
15	24.3	34.52	25.36	29	4

Tableau 6.1 – Efforts maximaux numériques et expérimentaux, ainsi que l'écart relatif Δ entre les deux grandeurs. Maquette de section de carène.

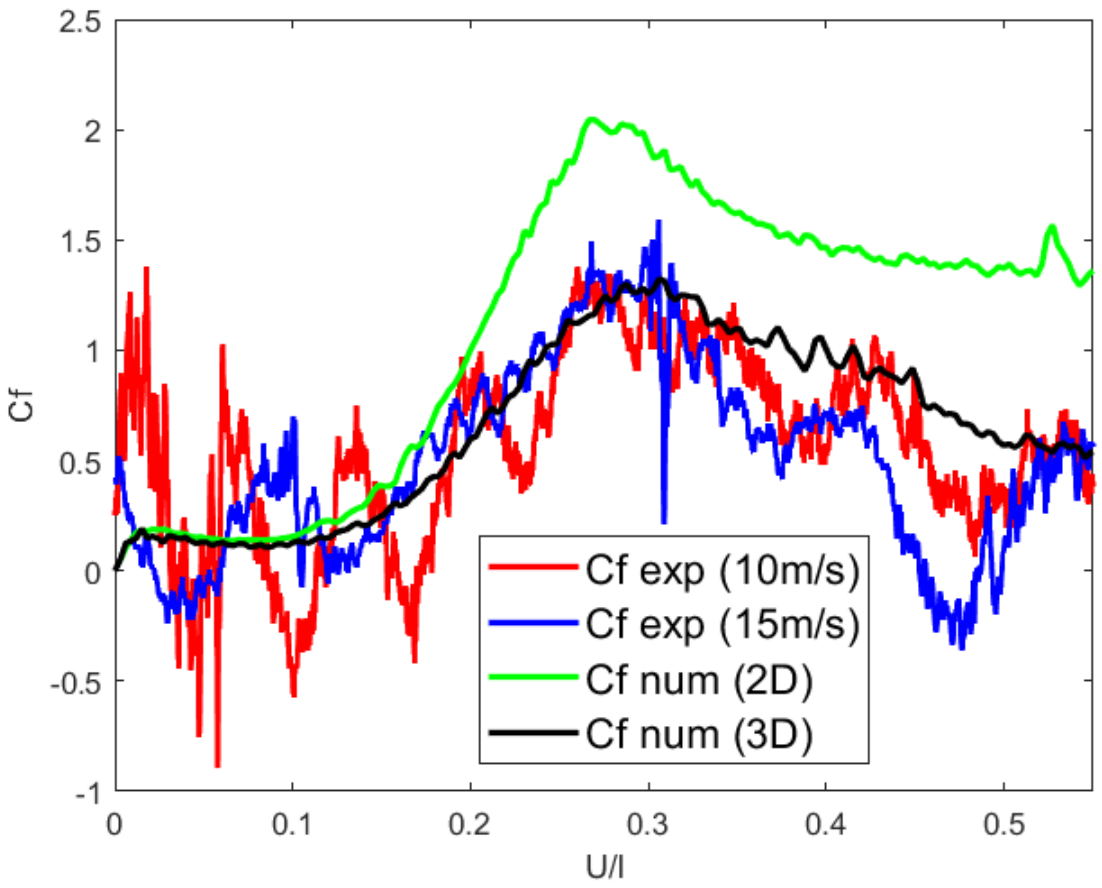


Figure 6.7 – Comparaison entre les coefficients de forces expérimentaux et numériques pour des vitesses de 10 m/s et 15 m/s. Maquette de section de carène.

En figure 6.7, les coefficients de force expérimentaux et numériques pour des simulations sans angle de roulis ($\theta = 0°$) sont comparés, pour des vitesses de 10 m/s et 15 m/s. Les coefficients de force $Cf(t) = \frac{2F(t)}{\rho S V(t)^2}$ sont tracés en fonction de (U/l), avec $U(t) = \int_0^t V(\tau)d\tau$ le déplacement vertical de la maquette et l est la largeur de la maquette. Notons que pour les résultats numériques, l'évolution de Cf est indépendante de la vitesse d'impact (voir chapitre 4). On retrouve bien sûr les tendances observées sur les courbes d'effort "non normalisées". Aux faibles profondeurs de pénétration, les courbes expérimentales présentent des oscillations, vraisemblablement induites par une vibration de la maquette. Ces oscillations ne sont pas présentes dans les simulations qui considèrent la maquette rigide. En comparant les résultats des modèles 2D et 3D, on observe que la différence augmente progressivement avec la profondeur de pénétration, montrant une influence progressive des effets 3D au fur et à mesure que la surface mouillée grandit et donc son facteur de forme (largeur / longueur) devient plus petit. Globalement, la simulation 3D reproduit bien l'allure des évolutions expérimentales et la valeur maximale de Cf.

6.2.2 Comparaison des pressions

Nous réalisons maintenant une comparaison portant sur les évolutions de pression. Les pressions numériques 2D sont comparées aux pressions expérimentales en figure 6.8, pour une vitesse de 10 m/s. Nous pouvons observer que les pressions les plus importantes ont

lieu au niveau des capteurs P3 et P4 (voir figure 4.1). Les pressions mesurées au niveau du capteur $P6$ sont très faibles comparées aux autres valeurs. Ceci s'explique par le fait que le capteur $P6$ est placé tout en haut de la géométrie, sur une surface quasi-verticale, dans une zone où les chargement hydrodynamiques sont faibles. Il apparait aussi que les pressions numériques 2D et expérimentales sont assez proches. Le tableau 6.2 nous donne les écarts relatifs Δ entre les valeurs maximales de pression obtenues expérimentalement et numériquement (simulations 2D), pour chaque capteur et pour des vitesses d'impact de 10 et 15 m/s. Les écarts sont compris entre 0 et 13 %, ce qui reste acceptable. Les écarts sont aussi plus élevés pour une vitesse de 15 m/s, peut être à cause des vibrations élastiques de la structure lors des essais. Les résultats présentés en figure 6.8 et dans le tableau 6.2 semblent indiquer que, contrairement à la force totale, les pressions au niveau du centre de la maquette peuvent être correctement estimées à l'aide du modèle numérique 2D. Ce point sera discuté plus en détails par la suite pour les autres maquettes.

Pressions	$\Delta(V = 10m/s)$	$\Delta(V = 15m/s)$
$P1$	4%	12%
$P2$	4%	7%
$P3$	8%	5%
$P4$	1.4%	8%
$P5$	8%	12.4%
$P6$	1%	2%

Tableau 6.2 – Écart relatif entre les valeurs maximales des pressions numériques 2D et expérimentales. Maquette de section de carène.

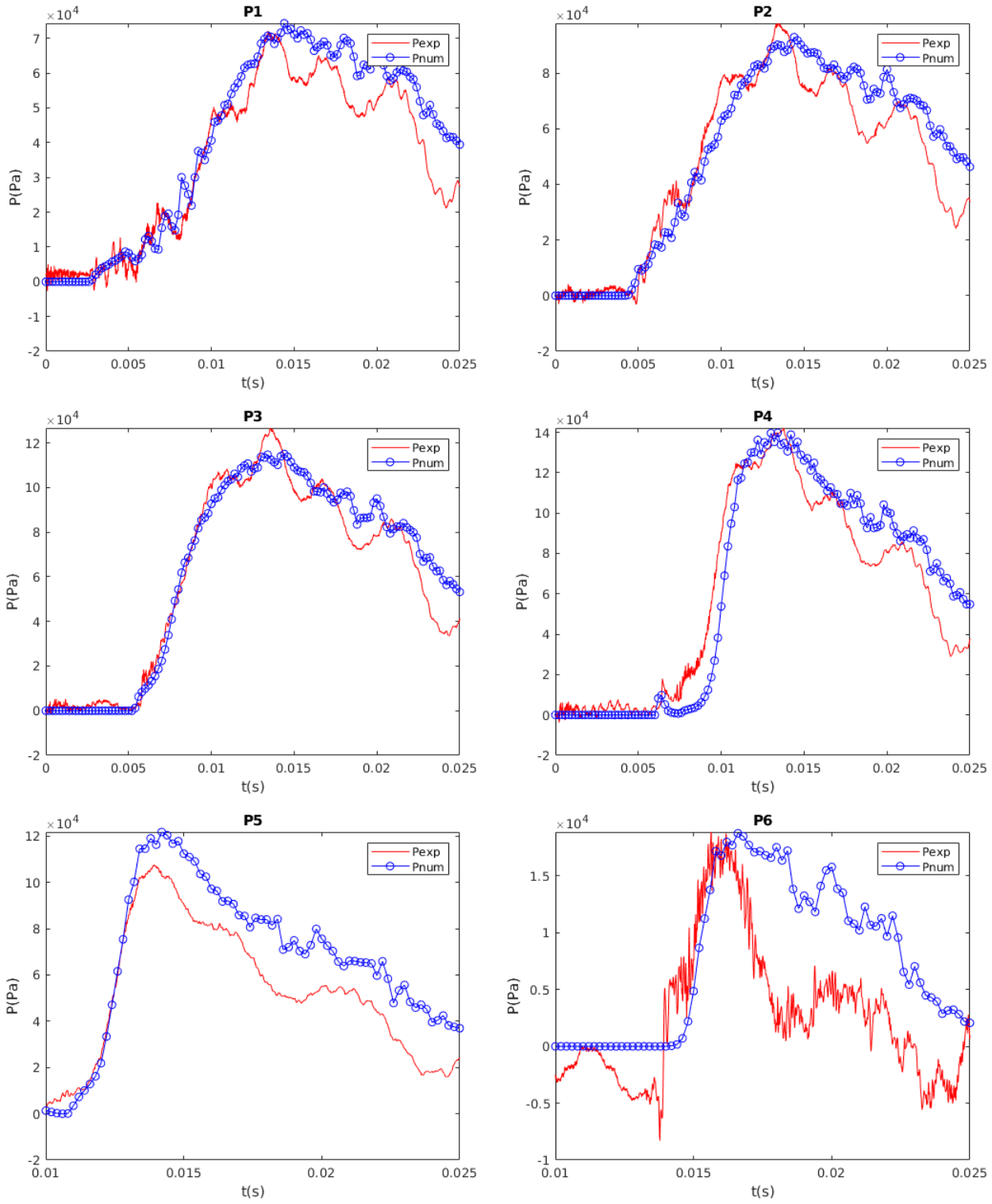


Figure 6.8 – Évolution temporelle des pressions numériques 2D et expérimentales sur les différents capteurs de pression (P1 à P6, voir figure 4.1) pour une vitesse V=10m/s. Maquette de section de carène.

6.3 Comparaisons numérique-expérimentale : dièdres simples

6.3.1 Comparaison des efforts hydrodynamiques

En figure 6.9, les coefficients de force expérimentaux sont comparés aux coefficients de forces numériques (simulations 2D et 3D) pour des dièdres d'angle $\beta = 20°$ et $\beta = 30°$. Nous pouvons constater que les résultats numériques décrivent assez bien l'allure des courbes expérimentales (phase ascendante de l'effort jusqu'à un pic puis chute progressive de l'effort après séparation de l'écoulement). En ce qui concerne les valeurs des pics d'efforts, les résultats numériques 3D concordent bien mieux avec les résultats expérimentaux que les résultats numériques 2D, qui surestiment les pics d'efforts.

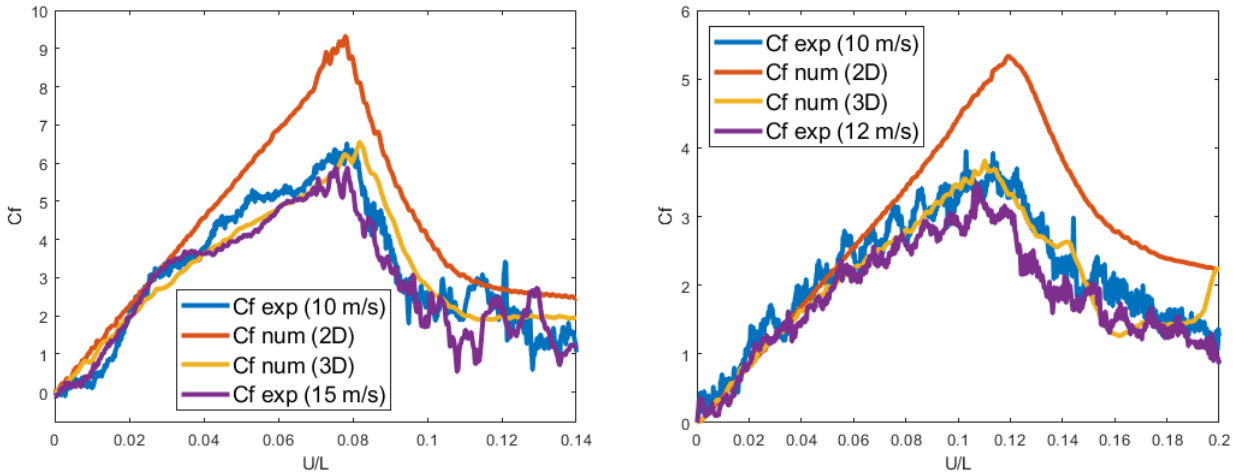


FIGURE 6.9 – Comparaison numérique-expérimentale des coefficients de forces pour des dièdres d'angles de relèvement $\beta = 20°$ (à gauche) et $\beta = 30°$ (à droite). Les vitesses d'impact sont de 10 m/s et 15 m/s ($\beta = 20°$) et sont de 10 m/s et 12 m/s ($\beta = 30°$) pour les résultats expérimentaux.

Nous avons répertorié les valeurs maximales des coefficients de force dans les tableaux 6.3 et 6.4, respectivement, pour les dièdres d'angle $\beta = 20°$ et $\beta = 30°$. Quels que soient la vitesse et l'angle de relèvement du dièdre, les écarts relatifs entre les efforts numériques (2D) et les efforts expérimentaux Δ_{exp-2D} sont compris entre 25% et 40%. Ces écarts sont importants et justifient l'utilisation d'un modèle 3D pour la caractérisation de l'effort hydrodynamique subit par les dièdres. Les écarts relatifs entre les efforts numériques (3D) et les efforts expérimentaux Δ_{exp-3D} sont compris entre 1% et 10% à la fois pour $\beta = 20°$ et $\beta = 30°$. On observe cependant une augmentation des écarts Δ_{exp-3D} lorsque la vitesse passe de 10 à 15 m/s. Il est possible que ce phénomène soit lié à la rigidité de la maquette.

$V(m/s)$	$Cf_{max}exp$	$Cf_{max}num(2D)$	$Cf_{max}num(3D)$	$\Delta_{exp-2D}(\%)$	$\Delta_{exp-3D}(\%)$
10	6.51	9.32	6.55	30	0.6
15	5.88	9.32	6.55	38	10

Tableau 6.3 – Coefficients de forces maximaux numériques et expérimentaux, ainsi que l'écart relatif Δ entre les deux grandeurs, pour un dièdre d'angle $\beta = 20°$.

$V(m/s)$	$Cf_{max}exp$	$Cf_{max}num(2D)$	$Cf_{max}num(3D)$	$\Delta_{exp-2D}(\%)$	$\Delta_{exp-3D}(\%)$
10	3.92	5.33	3.81	28	2
12	3.49	5.33	3.81	34	8

Tableau 6.4 – Coefficients de force maximaux numériques et expérimentaux, ainsi que l'écart relatif Δ entre les deux grandeurs, pour un dièdre d'angle $\beta = 30°$.

6.3.2 Comparaison des pressions

Les coefficients de pression numériques (2D et 3D) sont comparés aux mesures expérimentales en figure 6.10 pour un dièdre d'angle $\beta = 20°$ et en figure 6.11 pour un dièdre d'angle $\beta = 30°$. Pour les deux angles $\beta = 20°$ et $\beta = 30°$, les résultats numériques des pressions sont globalement en accord avec les mesures expérimentales. Les écarts entre pressions numériques 2D et 3D sont beaucoup moins marqués que ce que nous avions observé pour la force. Comme nous l'avons déjà mentionné les capteurs de pression sont situés au centre de la maquette. On comprend que c'est à cet endroit que les effets 3D vont le moins perturber l'écoulement du fluide et le champ de pression. On notera néanmoins que l'utilisation du modèle 3D permet d'améliorer l'accord avec les mesures.

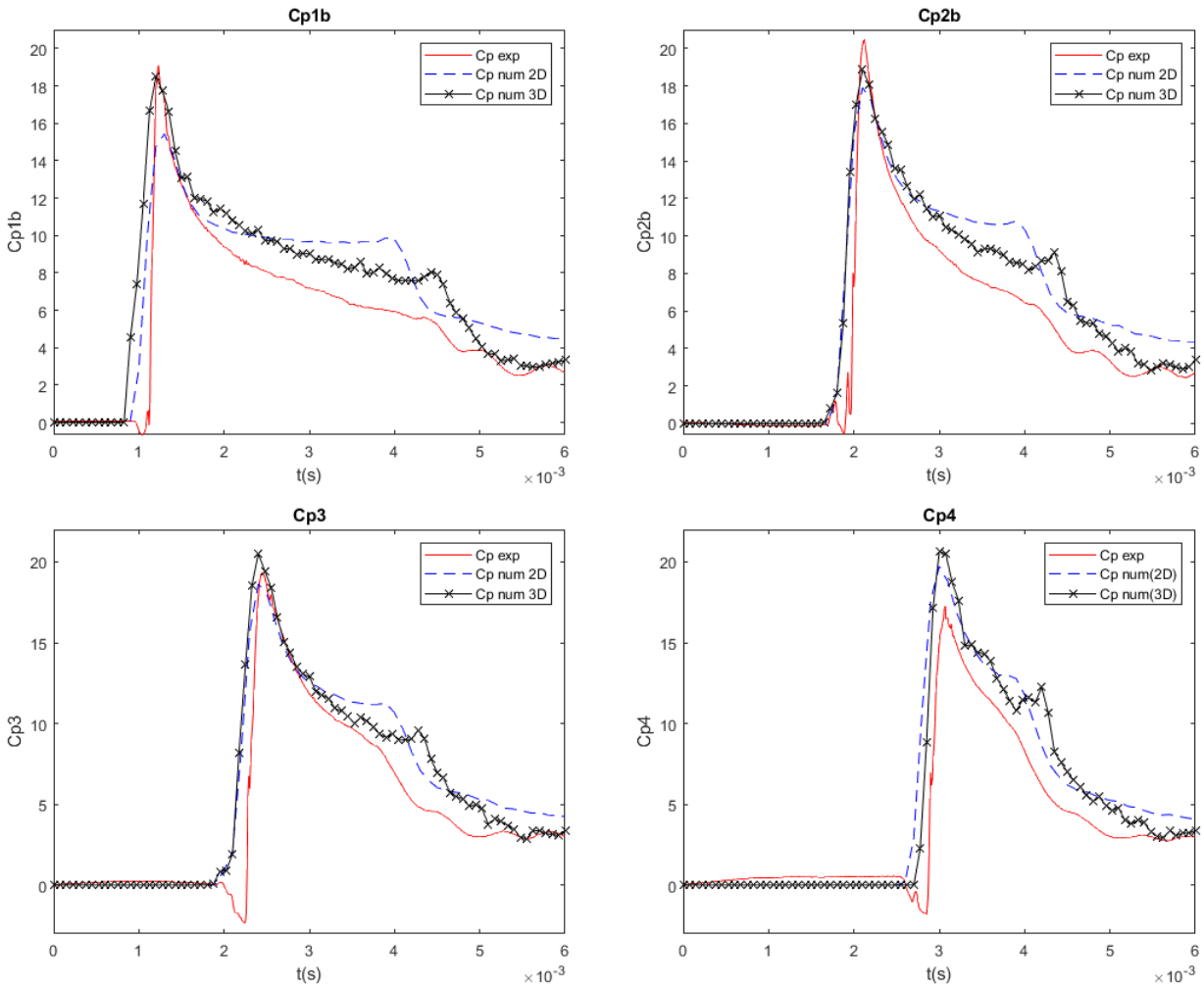


FIGURE 6.10 – Comparaison numérique-expérimentale des coefficients de pression (correspondants aux différents capteurs P1b à P4, voir figure 4.13) pour la maquette de dièdre d'angle $\beta = 20°$. La vitesse d'impact est de 10 m/s.

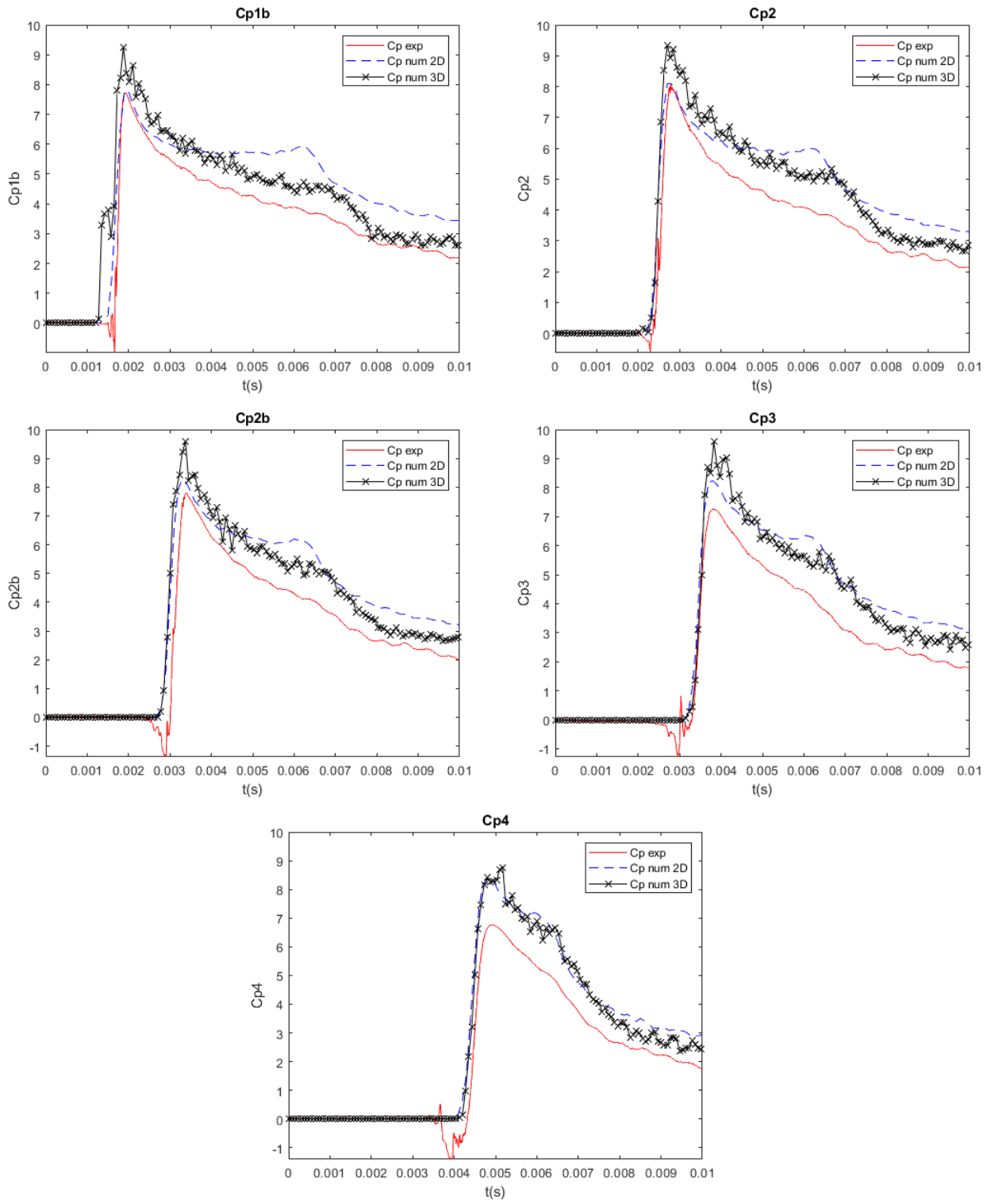


FIGURE 6.11 – Comparaison numérique-expérimentale des coefficients de pression (correspondants aux différents capteurs P1b à P4, voir figure 4.14) pour la maquette de dièdre d'angle $\beta = 30°$. La vitesse d'impact est de 10 m/s.

Le tableau 6.5 présente l'écart relatif entre les valeurs maximales des coefficients de pression numériques et expérimentaux. Ces écarts varient en fonction de la position du capteur et selon que l'on considère les simulations 2D ou 3D, mais ils sont généralement de l'ordre de 10% (avec un maximum de 24%). Cela souligne que même pour une géométrie simple, les pics de pression demeurent assez difficiles à décrire ou à mesurer parfaitement.

Cp_{max}	$\Delta_{2D-exp}(\beta = 20°)$	$\Delta_{2D-exp}(\beta = 30°)$	$\Delta_{3D-exp}(\beta = 20°)$	$\Delta_{3D-exp}(\beta = 30°)$
Cp1b	19%	1%	5%	16%
Cp2	-	0.3%	-	13%
Cp2b	13%	5%	8%	18%
Cp3	4%	12%	4%	24%
Cp4	13%	19%	13%	22%

Tableau 6.5 – Écarts relatifs entre les valeurs maximales des coefficients de pressions numériques et expérimentaux pour un dièdre d'angle $\beta = 20°$ et $\beta = 30°$. La vitesse d'impact est de 10 m/s.

6.4 Comparaisons numérique-expérimentale : dièdres avec bulbes

6.4.1 Comparaison des efforts hydrodynamiques

En figure 6.12, les coefficients de force expérimentaux sont comparés aux coefficients de forces numériques (2D et 3D) pour des dièdres avec bulbe d'angles $\beta = 20°$ et $\beta = 30°$. Les écarts entre les résultats des simulations 2D et 3D semblent être plus marqués que pour le dièdre simple (figure 6.9). Seul le modèle 3D permet un bon accord avec les efforts mesurés ; le modèle 2D surestime fortement la valeur maximale de l'effort.

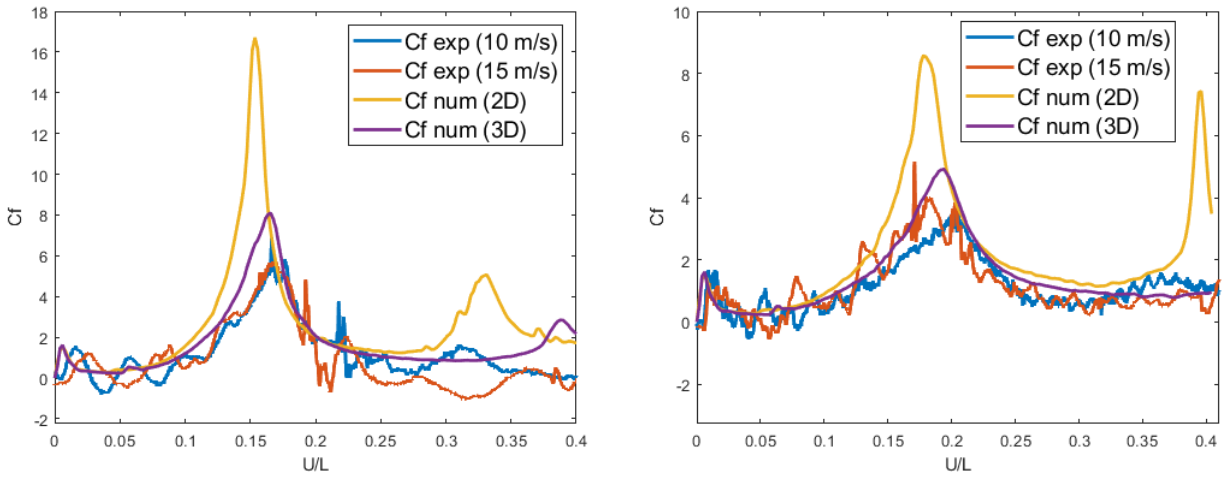


FIGURE 6.12 – Comparaison numérique-expérimentale des coefficients de forces pour des dièdres avec bulbes pour différents angles de relèvement, $\beta = 20°$ (à gauche) et $\beta = 30°$ (à droite).

Les valeurs maximales des coefficients de force sont données dans le tableau 6.6 pour le dièdre avec bulbe d'angle $\beta = 20°$ et dans le tableau 6.7 pour le dièdre avec bulbe d'angle de relèvement $\beta = 30°$. Deux vitesses sont étudiées, 10 m/s et 15 m/s. Pour les deux angles de relèvements, les écarts relatifs Δ_{exp-2D} entre les résultats numériques 2D et expérimentaux sont compris entre 48% et 65%. Les écarts relatifs Δ_{exp-3D} entre les résultats numériques 3D et expérimentaux sont compris entre 9% et 28%. La prise en compte du caractère tridimensionnel de l'écoulement permet donc d'améliorer la précision

des simulations. Malgré cela, les écarts Δ_{exp-3D} restent relativement élevés, jusqu'à 28 %, et notablement plus importants que pour les dièdres simples (tableaux 6.3 et 6.4). Il est difficile de conclure quant à l'origine de ces différences. Néanmoins, il est clair que l'écoulement généré par l'impact des maquettes avec bulbes est plus complexe que pour les dièdres simples. Il implique un phénomène de séparation d'écoulement et un impact secondaire. De plus, les jets formés lors de l'impact primaire peuvent se fragmenter. On comprend que ces phénomènes soient plus difficiles à modéliser par des simulations que l'écoulement, plus simple, causé par l'impact d'un dièdre. Concernant les pics secondaires, qui avaient été mis en évidence au chapitre 4 (sur la base des simulations 2D) et attribués à l'effondrement des cavités générées lors de l'impact du bulbe, nous pouvons observer qu'ils sont aussi présents sur les courbes expérimentales, en particulier pour V=10 m/s. Cependant, leur amplitude est plus faible que celle des pics des courbes numériques (2D et 3D). Comme nous l'avons vu au chapitre 5, ces pics secondaires semblent être affectés par des effets liés à la compressibilité de l'air. La présence de l'air n'étant pas prise en compte dans les simulations, il n'était pas attendu que les simulations reproduisent quantitativement ces pics.

$V(m/s)$	$Cf_{max}exp$	$Cf_{max}num(2D)$	$Cf_{max}num(3D)$	$\Delta_{exp-2D}(\%)$	$\Delta_{exp-3D}(\%)$
10	6.95	16.71	8.09	58	14
15	5.78	16.71	8.09	65	28

Tableau 6.6 – Coefficients de force maximaux numériques et expérimentaux, ainsi que l'écart Δ entre les deux grandeurs, pour un dièdre avec bulbe d'angle $\beta = 20°$.

$V(m/s)$	$Cf_{max}exp$	$Cf_{max}num(2D)$	$Cf_{max}num(3D)$	$\Delta_{exp-2D}(\%)$	$\Delta_{exp-3D}(\%)$
10	3.68	8.57	4.91	57	25
15	4.45	8.57	4.91	48	9

Tableau 6.7 – Coefficients de force maximaux numériques et expérimentaux, ainsi que l'écart Δ entre les deux grandeurs, pour un dièdre avec bulbe d'angle $\beta = 30°$.

6.4.2 Comparaison des pressions

Les coefficients de pression numériques (2D et 3D) sont comparés aux données expérimentales en figure 6.13 pour un dièdre avec bulbe d'angle $\beta = 20°$ et en figure 6.14 pour un dièdre d'angle $\beta = 30°$. Tout d'abord, pour les deux angles de relèvement ($\beta = 20°$ et $\beta = 30°$), nous pouvons distinguer un petit pic de pression au niveau du capteur P2 survenant un peu après t=0.002 s. Ce pic est dû à l'impact du jet formé lors de l'impact primaire sur le capteur. Ce phénomène est à la fois observé dans les mesures et les résultats numériques. On observe ensuite pour l'ensemble des capteurs une augmentation plus franche de la pression. Celle-ci est correctement décrite par les simulations 2D et 3D (qui concordent durant cette phase), même si l'on peut toutefois noter un léger décalage temporel par rapport aux mesures, au niveau de certains capteurs (P3 en particulier). Des divergences plus marquées sont observées par la suite. Les simulations à la fois 2D et 3D, prévoient des pics de pressions significativement plus élevés que ceux mesurés expérimentalement. Un autre point intéressant est que pour les dièdres avec bulbes, des différences significatives entre les résultats des simulations 2D et 3D sont observées, alors

que ce n'était pas le cas pour les dièdres simples. Cela indique que les effets 3D sont plus marqués pour des configurations impliquant des phénomènes d'impacts secondaires. Pour un angle $\beta = 20°$, des pics de pression secondaires sont observés aussi bien pour les résultats numériques que pour les résultats expérimentaux, bien qu'il y' ait un décalage temporel entre simulations et mesures. En revanche pour $\beta = 30°$, les pics de pression secondaires sont très peu marqués sur les courbes expérimentales, en particulier si on les compare à ceux des courbes numériques 2D (qui dépassent pour certains capteurs les pics principaux de pression).

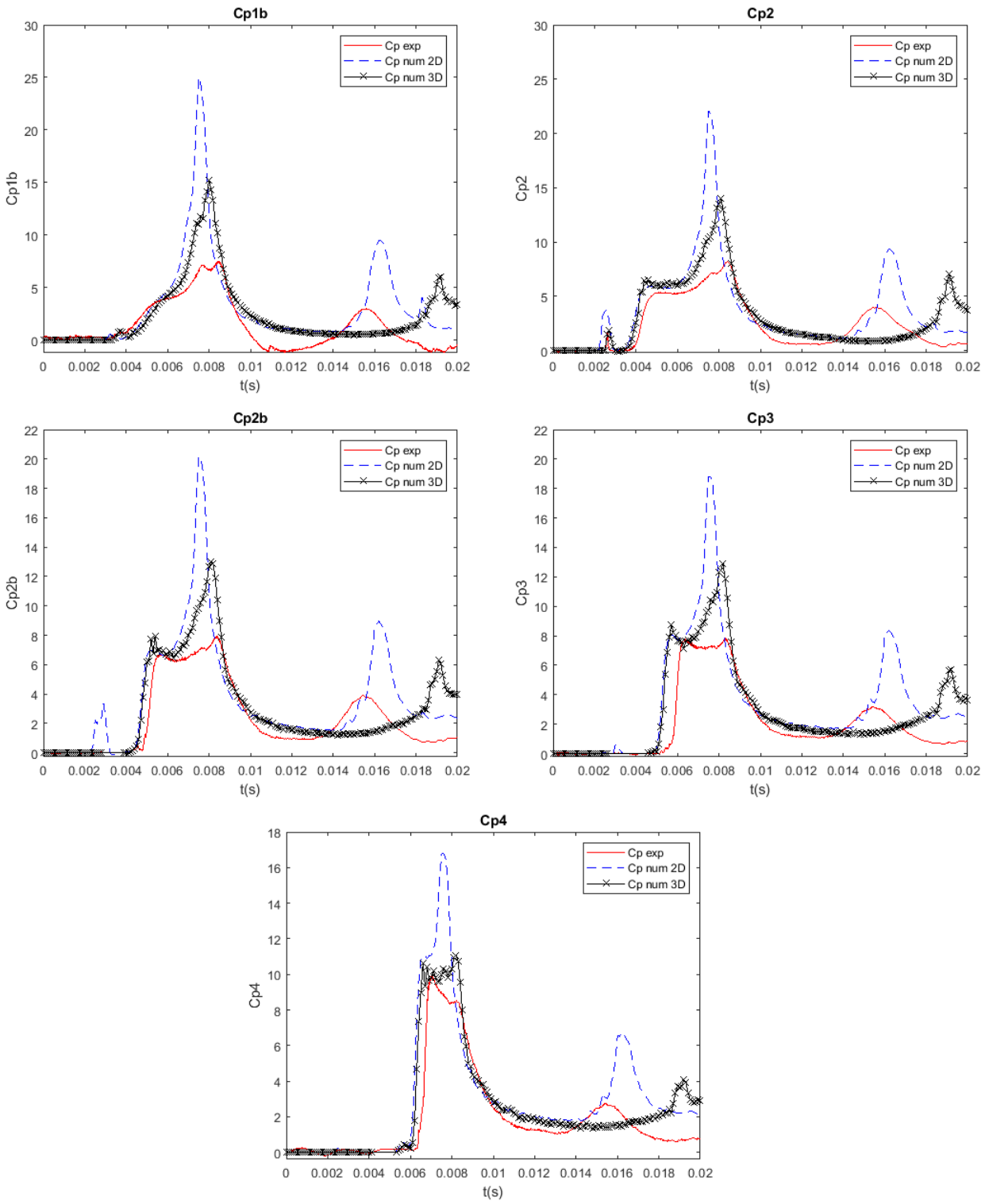


FIGURE 6.13 – Comparaison numérique-expérimentale des coefficients de pression (correspondants aux différents capteurs de pression P1b à P4, voir figure 4.13) pour un dièdre avec bulbe d'angle $\beta = 20°$. La vitesse d'impact est de 10 m/s.

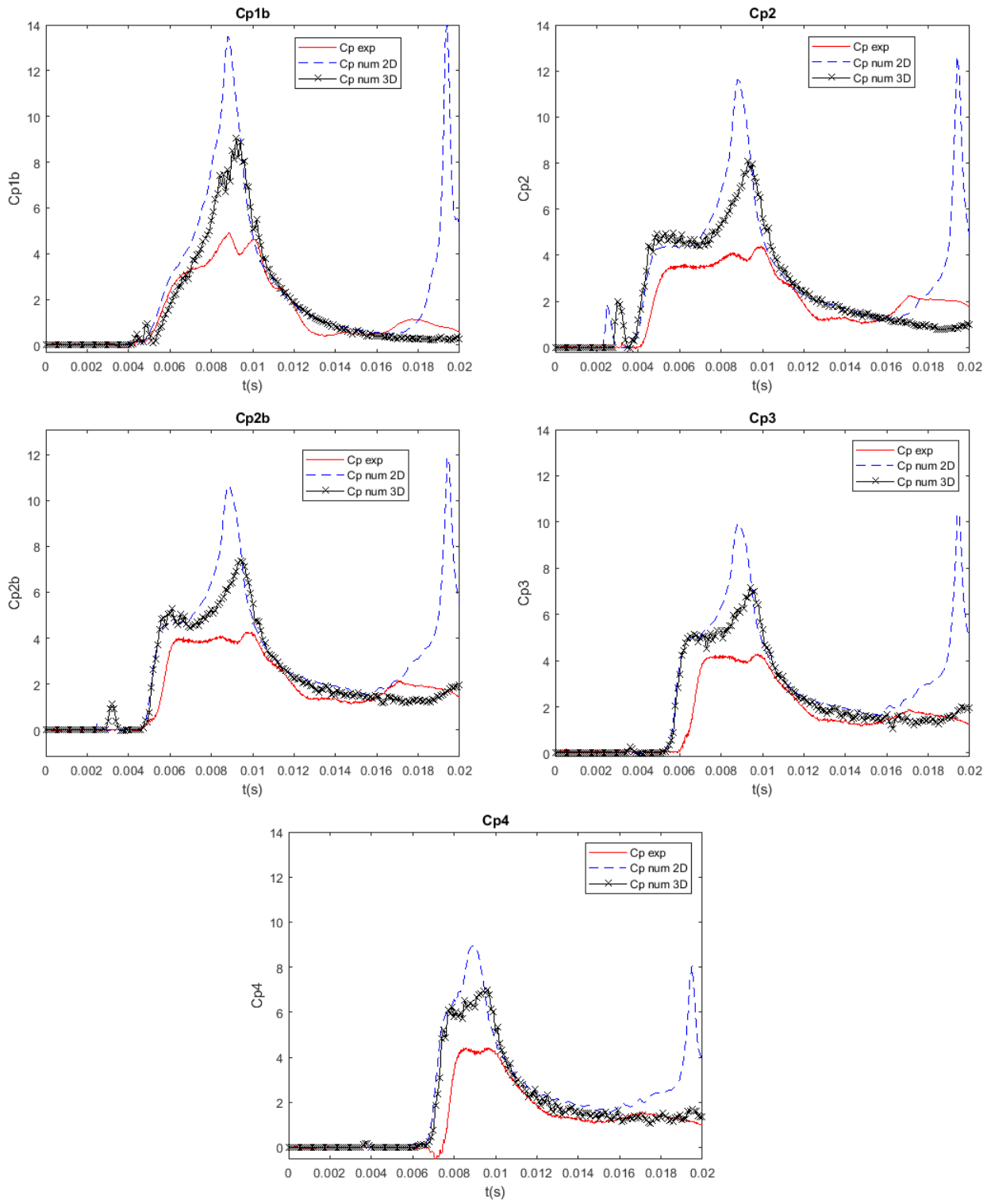


FIGURE 6.14 – Comparaison numérique-expérimentale des coefficients de pression (correspondants aux différents capteurs de pression P1b à P4, voir figure 4.14) pour un dièdre avec bulbe d'angle $\beta = 30°$. La vitesse d'impact est de 10 m/s.

Le tableau 6.8 présente l'écart relatif entre les valeurs maximales des coefficients de pression numériques et expérimentaux. En se référant à ce tableau, on peut observer que les différences entre les pics de pression numériques 2D et expérimentaux sont compris entre 40% et 70% pour $\beta = 20°$, et entre 50% et 63% pour $\beta = 30°$. Les écarts entre les pressions maximales numériques 3D et expérimentales sont comprises entre 11% et 51% pour $\beta = 20°$ et entre 34% et 45% pour $\beta = 30°$. Nous voyons que les pressions numériques

3D sont en meilleur accord avec les pressions expérimentales, bien que les écarts restent importants. Comme nous l'avons déjà mentionné, cela est sans doute lié à la complexité du phénomène étudié qui ne semble pas totalement bien décrit par les simulations.

On peut également noter que les écarts Δ_{2D-exp} et Δ_{3D-exp} diminuent lorsque le capteur est placé plus haut sur la géométrie. Par exemple, pour P4 (capteur situé le plus haut sur les sections, voir figures 4.13 et 4.14), ces écarts sont $\Delta_{2D-exp} = 41\%$ et $\Delta_{3D-exp} = 11\%$ pour un angle $\beta = 20°$, et $\Delta_{2D-exp} = 49\%$ et $\Delta_{3D-exp} = 34\%$ pour $\beta = 30°$. Alors, que pour P1b (capteur situé le plus bas sur les sections, voir figures 4.13 et 4.14), ces écarts sont $\Delta_{2D-exp} = 70\%$ et $\Delta_{3D-exp} = 51\%$ pour un angle $\beta = 20°$, et $\Delta_{2D-exp} = 63\%$ et $\Delta_{3D-exp} = 45\%$ pour $\beta = 30°$. Il est difficile d'expliquer ce phénomène. On peut toutefois noter que les capteurs situés sur le bas de la maquette sont ceux qui subissent en premier l'impact secondaire. Cela signifie qu'ils sont impactés par une partie de la surface libre qui a été fortement déformée par l'impact primaire. On peut penser que si cette dynamique de surface libre n'est pas correctement décrite par les simulations, cela peut avoir des conséquences importantes sur les conditions d'impact et les pressions générées.

Cp_{max}	$\Delta_{2D-exp}(\beta = 20°)$	$\Delta_{2D-exp}(\beta = 30°)$	$\Delta_{3D-exp}(\beta = 20°)$	$\Delta_{3D-exp}(\beta = 30°)$
Cp1b	70%	63%	51%	45%
Cp2	63%	60%	41.5%	42%
Cp2b	60%	58%	39%	39%
Cp3	58%	54%	39%	37%
Cp4	41%	49%	11%	34%

Tableau 6.8 – Écart relatif entre les valeurs maximales des coefficients de pressions numériques et expérimentaux pour les dièdres avec bulbe d'angles $\beta = 20°$ et $\beta = 30°$

6.5 Résumé

Dans ce chapitre, nous avons comparé les résultats des simulations aux données obtenues lors de la campagne expérimentale (chapitre 5). En plus des simulations 2D présentées précédemment (chapitre 4), nous avons réalisé de nouvelles simulations en 3D. Pour toutes les maquettes de l'étude, les simulations 3D sont nécessaires pour bien reproduire les forces hydrodynamiques lors de l'impact. Pour les maquettes impliquant uniquement un impact primaire (section de carène et dièdres simples), les simulations reproduisent bien les pressions mesurées dans le plan médian des maquettes. Des différences plus importantes apparaissent pour les dièdres avec bulbes pour lesquels un impact secondaire se produit. Cela indique que ce phénomène est plus délicat à modéliser qu'un impact primaire.

Chapitre 7

Conclusions et perspectives

7.1 Conclusions

Les objectifs de ce projet de thèse étaient de modéliser et d'étudier les phénomènes de séparation d'écoulement et d'impact secondaire. Nous avons vu d'après la littérature que, de manière analytique, il semble difficile d'établir un modèle viable du fait de la complexité des phénomènes entrant en jeu. Dans le chapitre 2, nous nous sommes orientés vers la mise en œuvre de simulations numériques basées sur la méthode VOF et une technique de couplage Euler-Lagrange (CEL) avec le logiciel ABAQUS/Explicit, qui avait été utilisé dans des études précédentes. Ces simulations ont été présentées dans le chapitre 3 pour des solides de formes simples pour lesquelles des données de référence existent dans la littérature (dièdres et cylindre). Ces comparaisons nous ont permis de proposer une première validation concernant l'utilisation de la méthode CEL d'ABAQUS/Explicit pour la caractérisation de l'impact hydrodynamique.

Nous avons menée une première étude numérique impliquant des impacts secondaires dans le chapitre 4. Celle-ci a consisté à modéliser en 2D l'impact hydrodynamique d'une section de carène avec un angle de roulis. Nous en avons conclu qu'un impact secondaire se produit à partir d'un certain angle de roulis ($\theta = 5°$ dans notre cas). Cet angle de roulis engendre des efforts horizontaux trop élevés pour envisager une étude expérimentale avec le moyen d'essais disponible au laboratoire. Nous avons donc considéré un second cas d'étude permettant de générer des impacts secondaires : des dièdres avec bulbe (pour différents angles de relèvement). Les résultats ont été systématiquement comparés à ceux obtenus avec des dièdres simples, afin de comparer les chargements générés par des impacts primaires et des impacts secondaires. Il s'est avéré que les chargements (efforts et pressions) obtenus avec les dièdres avec bulbe atteignent des valeurs significativement plus élevées qu'avec les dièdres simples. Un autre phénomène particulièrement intéressant a été observé pour les dièdres avec bulbe : un pic d'effort secondaire est observé (bien) après la séparation de l'écoulement au niveau des bords du dièdre. Ce pic semble induit par l'effondrement de la cavité (de vide dans les simulations) qui est formée par l'entrée du bulbe dans l'eau.

Dans le chapitre 5, plusieurs campagnes expérimentales, portant sur des géométries de maquettes similaires à celles considérées dans le chapitre 4, ont été présentées. L'objectif de ces essais était de caractériser les chargements hydrodynamiques (efforts et pressions) agissant sur les maquettes. Les essais n'ont pas montré d'augmentation de ces charge-

ments pour les dièdres avec bulbe par rapport aux dièdres simples (comme c'était le cas dans les simulations 2D). Par contre, le phénomène de pic secondaire a pu être observé.

Dans le chapitre 6, des comparaisons de résultats de simulations 2D (celle du chapitre 4) et 3D avec les mesures réalisées lors des essais ont été présentées. Nous avons vu que pour des géométries (carène et dièdres) ne causant pas de séparation d'écoulement ni d'impact secondaire, les résultats numériques 2D et 3D, en termes de pressions dans le plan médian des maquettes, sont en accord avec les résultats expérimentaux. Par contre pour des géométries plus complexes (dièdres avec bulbe), conduisant à la formation d'une cavité d'air et à un impact secondaire, les résultats 2D surestiment largement les chargements hydrodynamiques. Un meilleur accord est obtenu avec les simulations 3D. Il semble que les effets 3D soient plus marqués pour les dièdres avec bulbes, pour lesquels une séparation d'écoulement et un impact secondaire se produisent. Notons que les pics secondaires (après séparation d'écoulement aux bords des dièdres avec bulbe) ne sont pas correctement reproduits par les simulations (2D et 3D). Cela semble être dû à la non prise en compte de l'air.

7.2 Perspectives

L'utilisation d'une méthode VOF pour caractériser les phénomènes d'impact secondaire semble être un bon choix du fait de la complexité des phénomènes étudiés. Globalement, les résultats numériques obtenus sont en accord avec les mesures expérimentales. Il serait néanmoins intéressant de considérer d'autres méthodes numériques (comme la méthode SPH souvent utilisée pour les simulations d'impact), d'autres logiciels de calculs et de réaliser un benchmark autour des impacts hydrodynamiques secondaires. Nous devons aussi mentionner une limitation importante des simulations que nous avons réalisées avec ABAQUS : la non prise en compte de l'air qui semble jouer un rôle important lors de l'effondrement des cavités (phénomène de pic secondaire). Pour un problème un peu différent, l'impact d'une vague sur mur, différentes approches numériques tenant compte de la compressibilité de la pôche d'air ont été développées, voir ([Guilcher et al., 2012], [Ma et al., 2016], [Rafiee et al., 2015] et [Marrone et al., 2017]). Elles pourraient être appliquées au problème que nous avons étudié. Les méthodes numériques de type SPH et VOF demeurent très coûteuses en temps de calcul, il pourrait être intéressant de développer une méthode BEM (méthode des éléments de frontière) sur des formes complexes (possédant des bulbes) permettant de générer des impacts secondaires et prenant en compte la compressibilité des pôches d'air, voir par exemple [Abrahamsen and Faltinsen, 2012] et [Song and Zhang, 2018].

Au niveau expérimental, il serait intéressant d'étudier les impacts secondaires engendrés par une asymétrie du corps impactant, par exemple due à l'application d'un angle de roulis sur la géométrie. Il faudrait pour cela utiliser un autre moyen d'essais. L'impact hydrodynamique d'un corps impactant de manière oblique (avec une vitesse verticale et horizontale) une surface liquide permettrait également de générer un autre type d'impact secondaire.

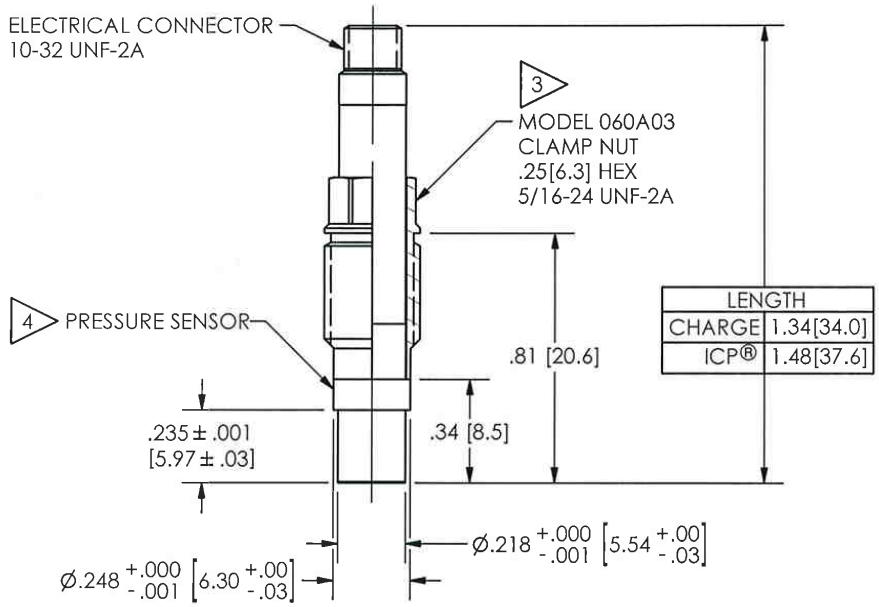
Annexe A

Données techniques des capteurs et des portes capteurs

40623

PCB Piezotronics Inc. claims proprietary rights in the information disclosed hereon. Neither it nor any reproduction thereof will be disclosed to others without the written consent of PCB Piezotronics Inc.

REVISIONS			
REV	DESCRIPTION	ECN	APP'D
NR	RELEASED TO DRAFTING		MDF 8/6/08

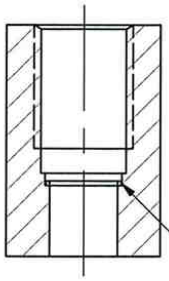


LENGTH	
CHARGE	1.34[34.0]
ICP®	1.48[37.6]

MOUNTING HOLE PREPARATION

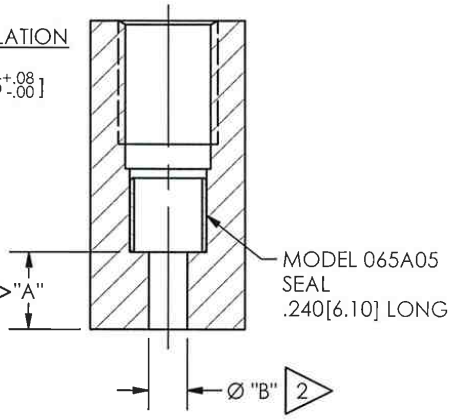
1 FLUSH INSTALLATION

Ø.221± .002[5.61± .05]
THRU
⌴Ø.250 +.003 -.000 [6.35 +.08 -.00]
X .520[13.20] ↧
⌴Ø.277[7.04]
X .480[12.19] ↧
5/16-24 UNF-2B
X .400[10.16] ↧



RECESSED INSTALLATION

⌴Ø.250 +.003 -.000 [6.35 +.08 -.00]
X .750[19.05] ↧
⌴Ø.277[7.04]
X .480[12.19] ↧
5/16-24 UNF-2B
X .400[10.16] ↧



4 IC AMP AND SENSOR ARE SEALED ASSEMBLIES AND SHOULD BE RETURNED TO THE FACTORY FOR SERVICE AND/OR REPAIR.

3 RECOMMENDED TORQUE ON .25[6.3] HEX: 25-35 IN. LBS. [2.8-3.9 Nm]

2 DIMENSIONS "A" AND "B" TO SUIT USER REQUIREMENTS.

1 THESE DIMENSIONS FOR .750[19.05] THICK WALL. COUNTERBORE FOR THICKER WALLS.

UNLESS OTHERWISE SPECIFIED TOLERANCES ARE:	
DIMENSIONS IN INCHES	DIMENSIONS IN MILLIMETERS [IN BRACKETS]
DECIMALS XX ± .01	DECIMALS X ± 0.3
XXX ± .005	XX ± 0.13
ANGLES ± 2 DEGREES	ANGLES ± 2 DEGREES
FILLETS AND RADII .003 - .005	FILLETS AND RADII [0.07 - 0.13]

DRAWN	MDF	8/6/08	MFG	P.RR	8-7-08
CHK'D	MDF	8/6/08	ENGR	RF	8/8/08
APP'D	[illegible]	8/7/08	SALES	KMW	8/7/08

TITLE
INSTALLATION DRAWING
ENGLISH MOUNT
MODELS 113B SERIES
PRESSURE SENSOR

PCB PIEZOTRONICS INC
3425 WALDEN AVE. DEPEW, NY 14043
(716) 684-0001 E-MAIL: sales@pcb.com

CODE IDENT. NO.	DWG. NO.	
52681	40623	
SCALE: 2 X	SHEET 1 OF 2	

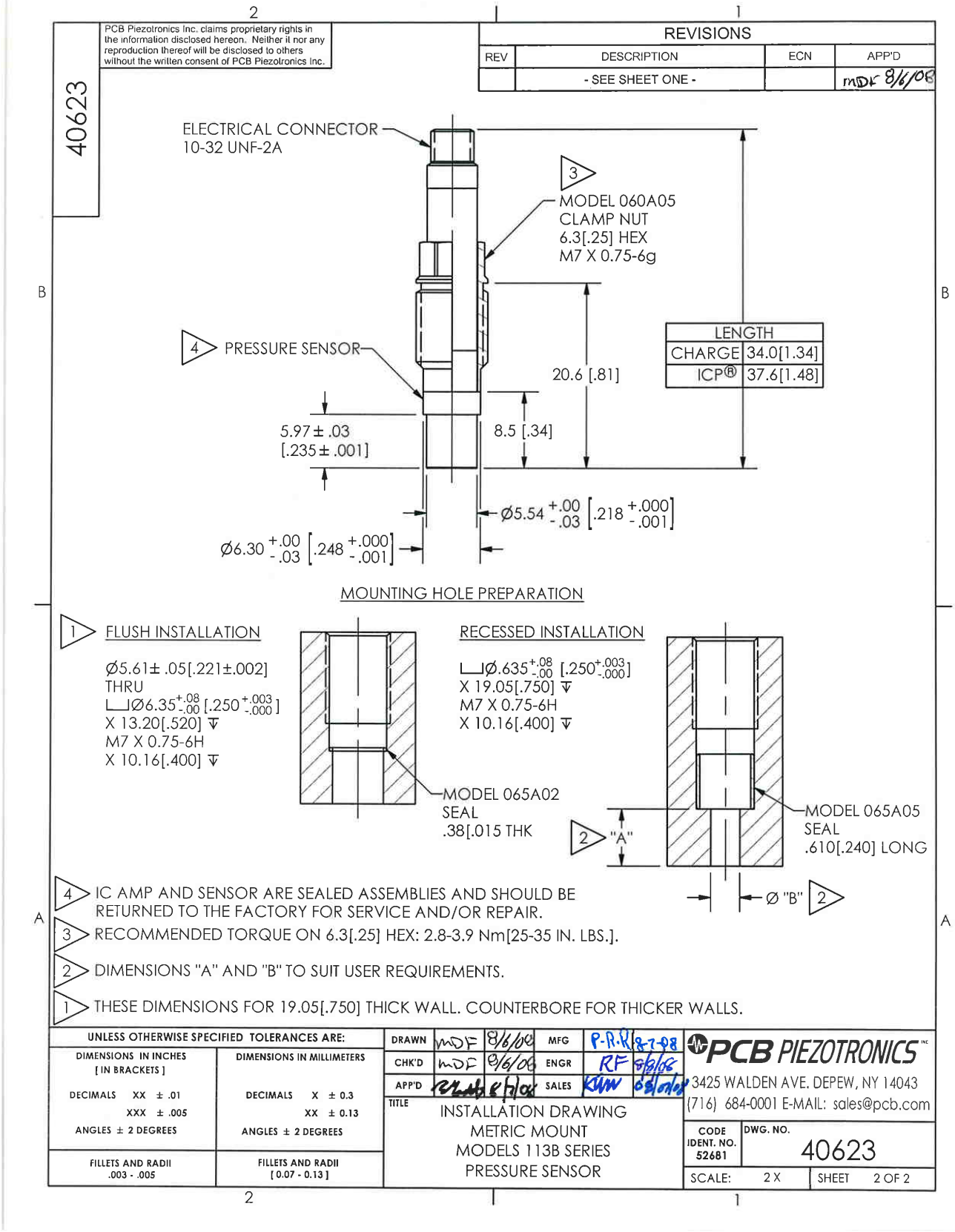


FIGURE A.1 – Données techniques des capteurs de pression utilisés pendant les campagnes expérimentales

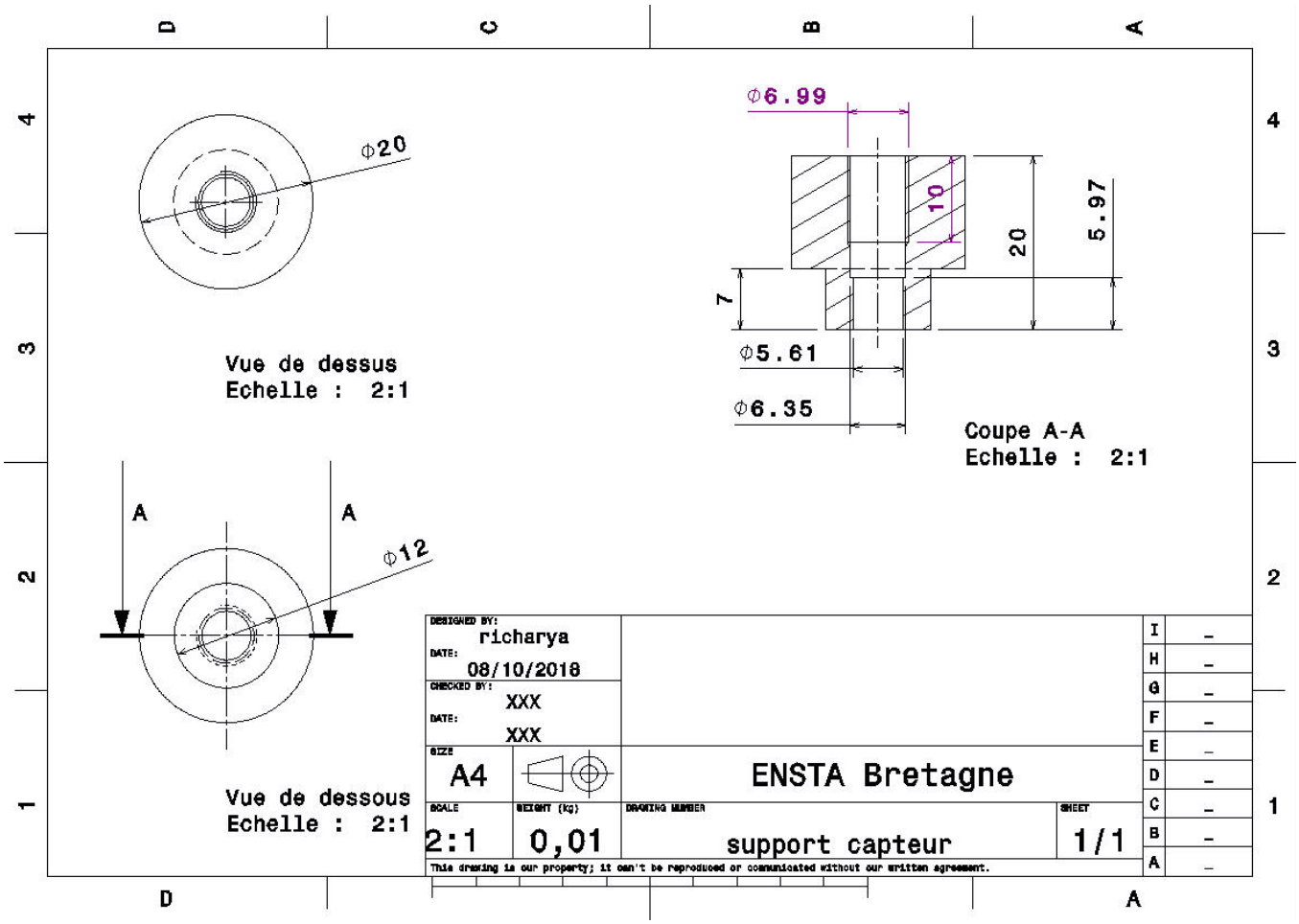


Figure A.2 – Plan CAO des portes-capteurs de pression utilisés pendant les essais sur la section de carène

Annexe B

Plans CAO des maquettes

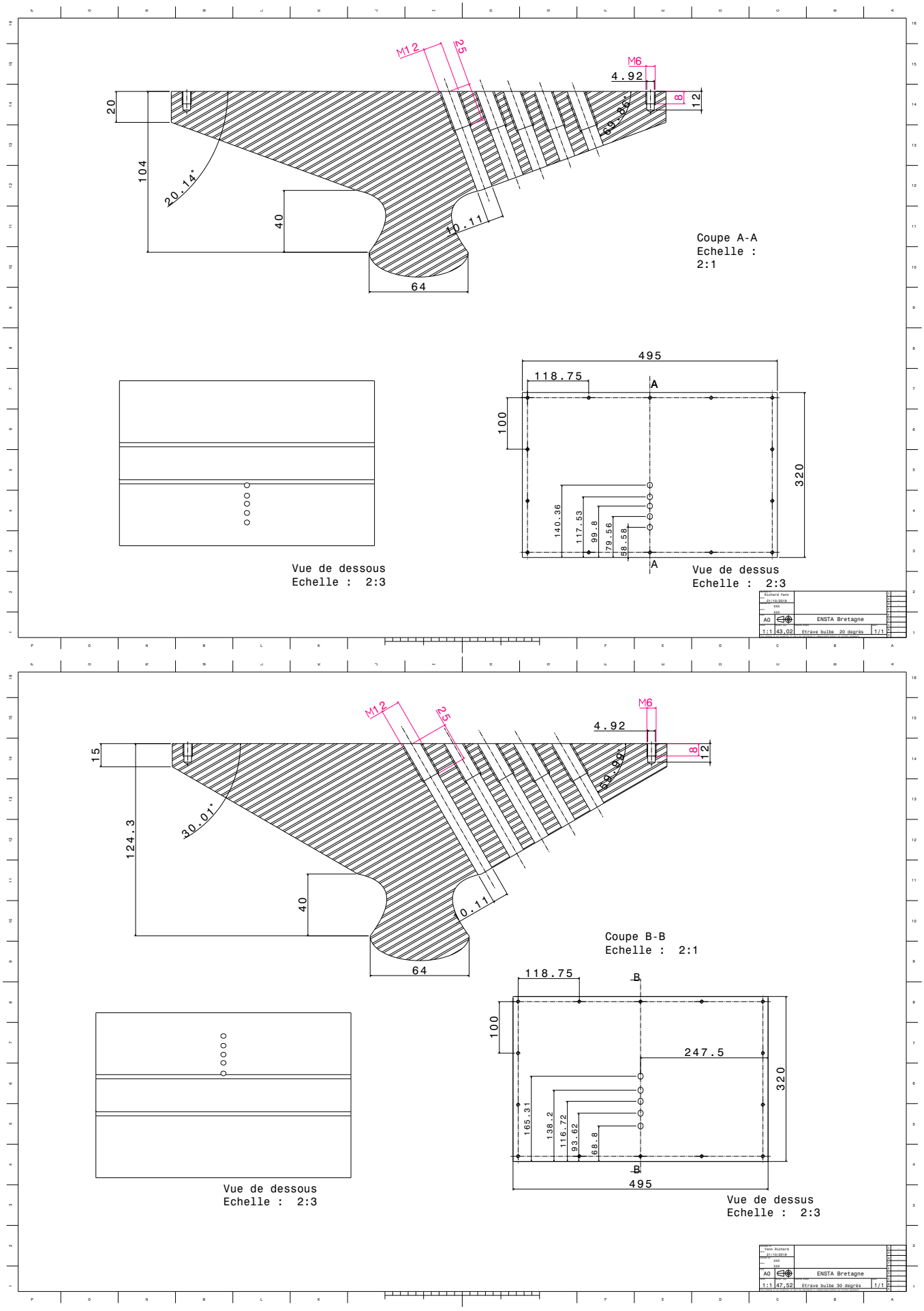


Figure B.1 – Plans CAO des maquettes de dièdres avec bulbes ($\beta = 20°$ en haut et $\beta = 30°$ en bas)

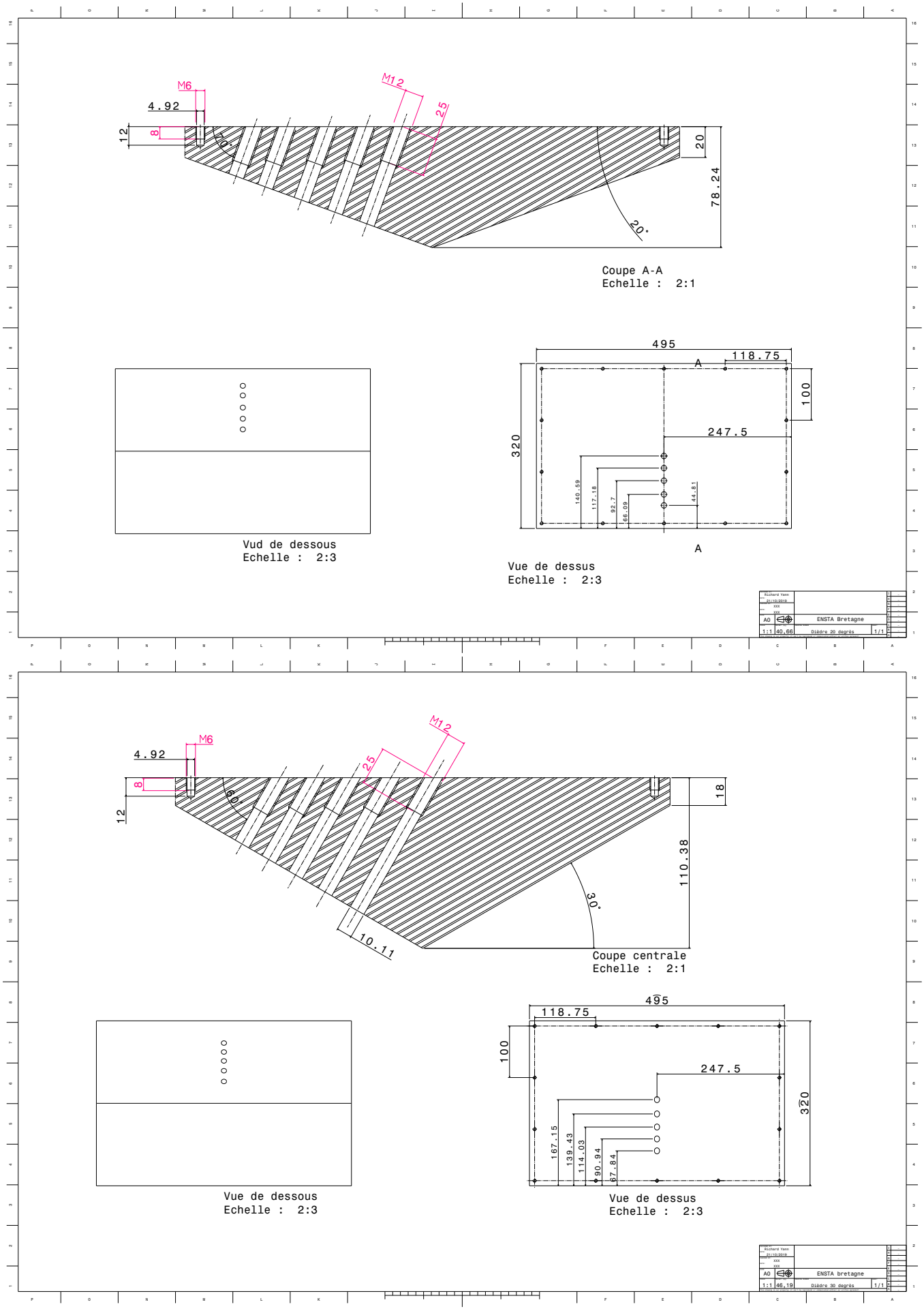


Figure B.2 – Plans CAO des maquettes de dièdres simples avec bulbes ($\beta = 20°$ en haut et $\beta = 30°$ en bas)

Bibliographie

[Aarsnes, 1996] Aarsnes, J. (1996). Drop test with ship section-effect of roll angle. 10

[ABAQUS, 2016a] ABAQUS (2016a). 37.1.5 frictional behavior, abaqus user's guide manual. 32

[ABAQUS, 2016b] ABAQUS (2016b). 38.2.3 contact constraint enforcement methods in abaqus/explicit, abaqus user's guide manual. 32

[ABAQUS, 2016c] ABAQUS (2016c). 4.1.3–5 typical magnitude curves for low-pass filters, abaqus user's guide manual. XVI, 52

[ABAQUS, 2016d] ABAQUS (2016d). 43.1 filtering history data, abaqus user's guide manual. 52

[Abrahamsen and Faltinsen, 2012] Abrahamsen, B. and Faltinsen, O. (2012). A numerical model of an air pocket impact during sloshing. *Applied Ocean Research*, 37 :54–71. 126

[Aquelet et al., 2006] Aquelet, N., Souli, M., and Olovsson, L. (2006). Euler-lagrange coupling with damping effects : Application to slamming problems. *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, 195 :110–132. 33, 52

[Arai and Matsunaga, 1989] Arai, M. and Matsunaga, K. (1989). A numerical and experimental study of bow flare slamming. *Jounal of Soc Naval Archi Japan*, 166 :343–353. XV, XVI, 25, 26, 27

[Bao et al., 2016] Bao, C., WU, G., and XU, G. (2016). Simulation of water entry of a two-dimension finite wedge with flow detachment. *Journal of Fluids and Structures*, 65 :44–59. XVI, 34, 35, 36

[Battistin and Iafrati, 2003] Battistin, D. and Iafrati, A. (2003). Hydrodynamics loads during water entry of two-dimensional and axisymmetric bodies. *Journal of Fluids and Structures*, 17 :643–664. 42, 43

[Benson, 1992] Benson, D. (1992). Computationnal methods in lagrangian and eulerian hydrocodes. *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, 99 :235–394. 31

[Benson and Ekazawa, 2004] Benson, J. and Ekazawa, S. (2004). Contact in a multi-material eulerian finite element formulation. *Comput. Methods Appl. Mech. Engrg*, 193 :4277–4298. 33

[Benz, 1989] Benz, W. (1989). Smooth particle hydrodynamics : a review. *Harvard-Smithsonian Center for Astrophysics preprint*, 2884. 7

[Campbell and Weynberg, 1980] Campbell, I. and Weynberg, P. (1980). Measurement of parameters affecting slamming. *Wolfson Unit of Marine Technology*. 42, 43

[Cointe and Armand, 1987] Cointe, R. and Armand, J.-L. (1987). Hydrodynamic impact analysis of a cylinder. *J. Offshore Mech. Arct. Eng*, 109 :237–243. 42, 43

[Colagrossi et al., 2006] Colagrossi, A., Palladino, F., Greco, F., Lugni, M., and Faltinsen, O. (2006). Experimental and numerical investigation of 2d sloshing : scenarios near

the critical filling depth. *In 21st Workshop on Water Waves and Floating Bodies, Loughborough, UK.* XIV, 3, 4

[Committee, 2006] Committee, I. (2006). Environmental and operational loads from waves, wind, current, ice, slamming, sloshing, weight distribution and operational factors. *In 16th International Ship and Offshore Structures Congress, Southampton, UK.* 2

[Dobrovol'skaya, 1969] Dobrovol'skaya, Z. (1969). On some problems of similarity flow of fluid with a free surface. *J. Fluid Mech.*, 36 :805–829. 38

[Faltinsen, 2005] Faltinsen, O. (2005). Hydrodynamics of high-speed marine vehicles. *Cambridge University Press.* 2

[Gallet, 2001] Gallet, C. (2001). Validation de la méthode sph au sein du logiciel ls-dyna. *Technical report, Dynalis.* XIV, 8

[Greenhow, 1987] Greenhow, M. (1987). Wedge entry into initially calm water. *Applied Ocean Research*, 9 :214–223. XV, 12, 16, 17

[Greenhow, 1988] Greenhow, M. (1988). Water entry and exit of a horizontal circular cylinder. *Applied Ocean Research*, 10 :191–198. XV, 12, 17, 18

[Greenhow and Lin, 1983] Greenhow, M. and Lin, W.-M. (1983). Nonlinear free surface effects : experiments and theory. *MIT Internal Report.* 13, 16

[Guilcher et al., 2012] Guilcher, P., Brosset, L., Couty, N., and Touzé, D. L. (2012). Simulations of breaking wave impacts on a rigid wall at two different scales with a two phase fluid compressible sph model. *The International Society of Offshore and Polar Engineers (ISOPE).* 126

[Hascoët et al., 2019] Hascoët, R., Jacques, N., Scolan, Y.-M., and Tassin, A. (2019). A two-dimensional analytical model of vertical water entry for asymmetric bodies with flow separation. *Applied Ocean Research*, 92. 16, 28

[Hassoon et al., 2017] Hassoon, O., Tarfaoui, M., Alaoui, A. E. M., and Moumen, A. E. (2017). Experimental and numerical investigation on the dynamic response of sandwich composite panels under hydrodynamic slamming loads. *Composite Structures*, 178 :297–307. 90

[Hirt and Nichols, 1981] Hirt, C. and Nichols, B. (1981). Volume of fluid (vof) method for the dynamics of free boundaries. *Journal of Computational Physics*, 39. 9, 29, 30

[Iafrati and Battistin, 2003] Iafrati, A. and Battistin, D. (2003). Hydrodynamics of water entry in presence of flow separation from chines. *Proc. 8th Int. Conf. on Numerical Ship Hydrodynamics, Busan, Korea.* XVI, 34, 35, 36, 37, 38

[Kapsenberg et al., 2006] Kapsenberg, G., Veer, A. V., Hackett, J., and Levadou, M. (2006). Aftbody slamming and whipping loads. *In SNAME 2003 Annual Meeting, San Francisco, CA, USA.* 2

[Korobkin, 2004] Korobkin, A. (2004). Analytical models of water impact. *Euro. Jnl of Applied Mathematics*, 15 :821–838. XVI, 15, 37, 38, 41, 42, 43

[Korobkin, 2007] Korobkin, A. (2007). Second-order wagner theory of wave impact. *Journal of Engineering Mathematics.* 15

[Larsen, 2013] Larsen, E. (2013). Impact load on circular cylinders. *Norwegian University of Science and Technology.* XVI, 44

[Ma et al., 2016] Ma, Z., Causon, D., Qian, L., Mingham, C., and Ferrer, P. M. (2016). Numerical investigation of air enclosed wave impacts in a depressurised tank. *Ocean Engineering*, 123 :15–27. 126

[Maki et al., 2011] Maki, K., Lee, D., Troesch, A., and Vlahopoulos, N. (2011). Hydroelastic impact of a wedge shaped body. *Ocean Eng.* 34, 35

[Malenica et al., 2010] Malenica, S., Sireta, F., Bigot, F., Derbanne, Q., and Chen, X. (2010). An efficient hydro structure interface for mixed panel-stick hydrodynamic model. *In 25th Workshop on Water Waves and Floating Bodies, Harbin, China.* XIV, 3, 4

[Malki et al., 2012] Malki, A. E., Nême, A., Tassin, A., and Jacques, N. (2012). Experimental study of coefficients during vertical water entry of axisymmetric rigid shapes at constant speed. *Applied ocean research*, 37 :183–197. XVIII, 82, 90

[Malleron, 2009] Malleron, N. (2009). Contribution à l'étude des intéractions fluide-structure pour l'analyse de l'impact hydrodynamique d'un système de flottabilité d'hélicoptère. *Thèse de doctorat, Université d'Aix-Marseille.* 5

[Marrone et al., 2017] Marrone, S., Colagrossi, A., Park, J., and Campana, E. (2017). Challenges on the numerical prediction of slamming loads on lng tank insulation panels. *Ocean Engineering*, 141 :512–530. 126

[Mei et al., 1999] Mei, X., Liu, Y., and Yue, D. (1999). On the water impact of general two-dimensional sections. *Applied Ocean Research*, 21 :1–15. 15

[Mie, 1903] Mie, G. (1903). Zur kinetischen theorie der einatomigen korper. *Annalen der Physik*, 8 :657–697. 30

[Monaghan, 1994] Monaghan, J. (1994). Simulating free surface flows with sph. *Journal of Computational Physic*, 110. 7

[Monroy et al., 2016] Monroy, C., Seng, S., Diebold, L., Benhamou, A., and Malenica, S. (2016). Comparative study of different methods for water impact computation. *Bureau Veritas, Research department, Paris, France.* XIV, XV, 10, 18, 19, 20

[Morvan, 2019] Morvan, A. (2019). Impact sur le pont mouillé d'un navire swath pour la maintenance des éoliennes offshore. *Thèse ENSTA Bretagne.* 28

[Oger et al., 2006a] Oger, G., Doring, M., Alessandrini, B., and Ferrant, P. (2006a). An improved sph method : Towards higher order convergence. *Journal of Computational Physics*, 225 :1472–1492. 9

[Oger et al., 2006b] Oger, G., Doring, M., Alessandrini, B., and Ferrant, P. (2006b). Two-dimensional sph simulations of wedge water entries. *Journal of Computational Physics*, 213 :803–822. 9

[Oger et al., 2020] Oger, G., Vergnaud, A., Bouscasse, B., Ohana, J., Zarim, M. A., Leffe, M. D., Bannier, A., Chiron, L., Jus, Y., Garnier, M., Halbout, S., and Touzé, D. L. (2020). Simulations of helicopter ditching using smoothed particle hydrodynamics. *Journal of Hydrodynamics.* 9

[Oliver, 2007] Oliver, J. (2007). Second-order wagner theory for two-dimensional water-entry problems at small deadrise angles. *Journal of Fluid Mechanics*, 572 :89–85. 15

[Rafiee et al., 2015] Rafiee, A., Dutykh, D., and Dias, F. (2015). Numerical simulation of wave impact on a rigid wall using a two–phase compressible sph method. *Procedia IUTAM*, 18 :123–137. 126

[Scolan and Korobkin, 2001] Scolan, Y. and Korobkin, A. (2001). Three-dimensional theory of water impact. part 1. inverse wagner problem. *Journal of Fluid Mechanics*, 440 :293–326. 15

[Scolan et al., 1999] Scolan, Y.-M., Coche, E., Coudray, T., and Fontaine, E. (1999). Etude analytique et numérique de l'impact hydrodynamique sur des carènes dissymétriques. *7ème journées de l'hydrodynamique.* 15

[SIMULIA, 2008] SIMULIA, D. (2008). Fluide-structure simulation with cel in abaqus/explicit, abaqus user's guide manual. XVI, 33

[Song and Zhang, 2018] Song, B. and Zhang, C. (2018). Boundary element study of wave impact on a vertical wall with air entrapment. *Engineering Analysis with Boundary Elements*, 90 :26–38. 126

[Souli and Sigrist, 2009] Souli, M. and Sigrist, J. (2009). Intéractions fluide-structure : modélisation et simulation numérique. *Hermes/Lavoisier*. 31, 33

[Sun, 2007] Sun, H. (2007). A boundary element method applied to strongly nonlinear wave-body interaction problems. *Thesis for the philosophiae doctor*. XV, 13, 18

[Sun and Faltinsen, 2008] Sun, H. and Faltinsen, O. (2008). Asymmetric water entry of a bow-flar ship section with roll angle. *Centre for ship and ocean structures*, 166 :343–353. XV, XVI, 26, 27

[Sun and Faltinsen, 2009] Sun, H. and Faltinsen, O. (2009). Water entry of bow flare section with roll angle. 29

[Sun et al., 2018] Sun, P., Zhang, A.-M., Marrone, S., and Ming, F. (2018). An accurate and efficient sph modeling of the water entry of circular cylinders. *Applied Ocean Research*, 72 :60–75. XIV, 9

[Tassin, 2010] Tassin, A. (2010). Modélisation tridimensionnelle d'impacts hydrodynamiques pour l'étude du tossage des bulbes d'étrave. *Thèse UBO*. 28

[Tassin et al., 2012] Tassin, A., Jacques, N., Alaoui, A. E. M., Nême, A., and Leblé, B. (2012). Hydrodynamic loads during water impact of three-dimensional solids : Modelling and experiments. *Journal of Fluids and Structures*, 28 :211–231. 28, 90

[Tassin et al., 2014] Tassin, A., Korobkin, A., and Cooker, M. (2014). On analytical models of vertical water entry of a symmetric body with separation and cavity initiation. *Applied Ocean Research*, 48 :33–41. XVI, 16, 34, 35, 36

[Toso, 2009] Toso, N. (2009). Contribution to the modelling and simulation of aircraft structures impacting on water. *Thèse de doctorat, Universät Stuttgart*. 5

[Tuitman and Malenica, 2008] Tuitman, J. and Malenica, S. (2008). Some aspects of whipping response of container ships. *In 23rd Workshop on Water Waves and Floating Bodies, Jeju, Korea*. 2

[VanLeer, 1977] VanLeer, B. (1977). Towards the ultimate conservative difference scheme. part iii and iv. *Journal of Computational Physics*, 23 :263–299. 31

[VonKarman, 1929] VonKarman, T. (1929). The impact of seaplane floats during landing. *NACA Report*, 321. 5, 14

[Wagner, 1932] Wagner, H. (1932). Uber stoss- und gleitvorgange an der oberflache von flussigkeiten. *ZAAM*, 12. 5, 14, 15

[Wang and Faltinsen, 2017] Wang, J. and Faltinsen, O. (2017). Improved numerical solution of dobrovol'skaya's boundary integral equations on similarity flow for uniform symmetrical entry of wedges. *Applied Ocean Research*, 66 :23–31. XVI, 38, 40, 41

[Wang et al., 2012] Wang, S., Luo, H., and Soares, C. G. (2012). Explicit fe simulation of slamming load on rigid wedge with various deadrise angles during water entry. *Maritime Technology and Engineering*, pages 399–406. 54

[Wang and Soares, 2013] Wang, S. and Soares, G. (2013). Slam induced loads on bow-flared sections with various roll angles. *Ocean Engineering*, 67 :45–57. XIV, 10, 11

[Xiao et al., 2017] Xiao, T., Qin, N., Lu, Z., Sun, X., Tong, M., and Wang, Z. (2017). Development of a smoothed particle hydrodynamics method and its application to aircraft ditching simulations. *Aerospace Science and Technology*, 66 :28–43. 9

[Xie et al., 2020a] Xie, H., Liu, F., Yu, P., and Ren, H. (2020a). Comparative study on fluid dynamic behavior and slamming loads of two bow-flare sections entering into water. *International Journal of Mechanical Sciences*, 166. XV, 23, 24, 25

[Xie et al., 2020b] Xie, H., Liu, F., Yu, P., and Ren, H. (2020b). Comparative study on fluid dynamic behavior and slamming loads of two bow-flare sections entering into water. *International Journal of Mechanical Sciences*, 166. 104

[Xie et al., 2020c] Xie, H., Liu, F., Yu, P., and Ren, H. (2020c). Numerical simulation on the water entry of bow-flare section considering bulbous bow. *Ocean Engineering*, 205. 104

[Xie et al., 2018] Xie, H., Ren, H., Deng, B., and Tang, H. (2018). Experimental drop test investigation into slamming loads on a truncated 3d bow flare model. *Ocean Engineering*, 169 :567–585. XV, 20, 21, 22, 23, 24

[Zhao and Faltinsen, 1993] Zhao, R. and Faltinsen, O. (1993). Water entry of two-dimensional bodies. *Journal of Fluid Mechanics*, 246 :593–612. 12, 15

[Zhao et al., 1996] Zhao, R., Faltinsen, O., and Aarsnes, J. (1996). Water entry of arbitrary two-dimensional sections with and without flow separation. *21th Symposium on Naval Hydrodynamics, Trondheim, Norway.* 15

[Zhu, 2006] Zhu, X. (2006). Application of the cip method to strongly nonlinear wave-body interaction problems (dr.ing.thesis). XV, 13

DOCTORAT BRETAGNE LOIRE / SCIENCES POUR L'INGENIEUR

ENSTA BRETAGNE

Titre : **Études numériques et expérimentales des impacts hydrodynamiques primaires et secondaires lors du tossage de sections de carènes.**

Mots clés : impacts secondaires, écoulements fluides, simulations numériques, essais dynamiques, chargements hydrodynamiques, interactions fluide-structure

Résumé : Ces travaux portent sur la modélisation et l'étude des phénomènes de séparation d'écoulement et d'impact hydrodynamique secondaire qui peuvent se produire lors du tossage des navires. Un impact hydrodynamique correspond à un choc entre un liquide et un solide. Il s'agit d'un phénomène très courant dans la nature et qui constitue une problématique dans de nombreux domaines industriels, notamment l'ingénierie navale et offshore. L'objectif principal de ces travaux est l'étude des impacts secondaires, c'est à dire des impacts ayant lieu sur les parties hautes d'une carène après séparation de l'écoulement, consécutif à l'impact primaire. Des modèles numériques 2D et 3D, utilisant la méthode VOF et une technique de couplage Euler-Lagrange ont été mis au point. Deux configurations ont été étudiées : une section de carène avec un angle de roulis et des dièdres présentant un bulbe sur leur partie inférieure. En parallèle, des essais expérimentaux ont été réalisés à l'aide d'une machine de choc hydraulique. Les comparaisons entre essais et simulations ont globalement conforté l'approche numérique. Un phénomène intéressant de pic secondaire d'effort lié à la contraction rapide des cavités d'air générées par l'impact a été mis en évidence, à la fois numériquement et expérimentalement.

Title : **Numerical and experimental studies of primary and secondary hydrodynamic impacts during ship sections slamming.**

Keywords: secondary impacts, fluid flows, numerical simulations, dynamic tests, hydrodynamic loads, fluid-structure interactions

Abstract: This work involves modelling and studying the phenomena of flow separation and secondary hydrodynamic impact that can occur during ship slamming. A hydrodynamic impact is a shock between a liquid and a solid. This is a very common phenomenon in nature and is a problem in many industrial fields, including marine and offshore engineering. The main objective of this work is to study secondary impacts, that is to say impacts on the upper parts of a ship after flow separation, following the primary impact. 2D and 3D numerical models using the VOF method and a Euler-Lagrange coupling technique were developed. Two configurations were studied: a ship section with a roll angle and wedge with a bulb on their lower part. In parallel, experimental tests were carried out using a hydraulic impact machine. Comparisons between tests and simulations have generally supported the numerical approach. An interesting phenomenon of secondary force peak related to the rapid contraction of the air cavities generated by the impact was demonstrated, both numerically and experimentally.