



HAL
open science

Étude du ballottement de fluide dans les réservoirs à carburant : approches numérique et expérimentale

Anaïs Brandely

► **To cite this version:**

Anaïs Brandely. Étude du ballottement de fluide dans les réservoirs à carburant : approches numérique et expérimentale. Mécanique [physics.med-ph]. Université de Technologie de Compiègne, 2016. Français. NNT : 2016COMP2274 . tel-01475499

HAL Id: tel-01475499

<https://theses.hal.science/tel-01475499>

Submitted on 23 Feb 2017

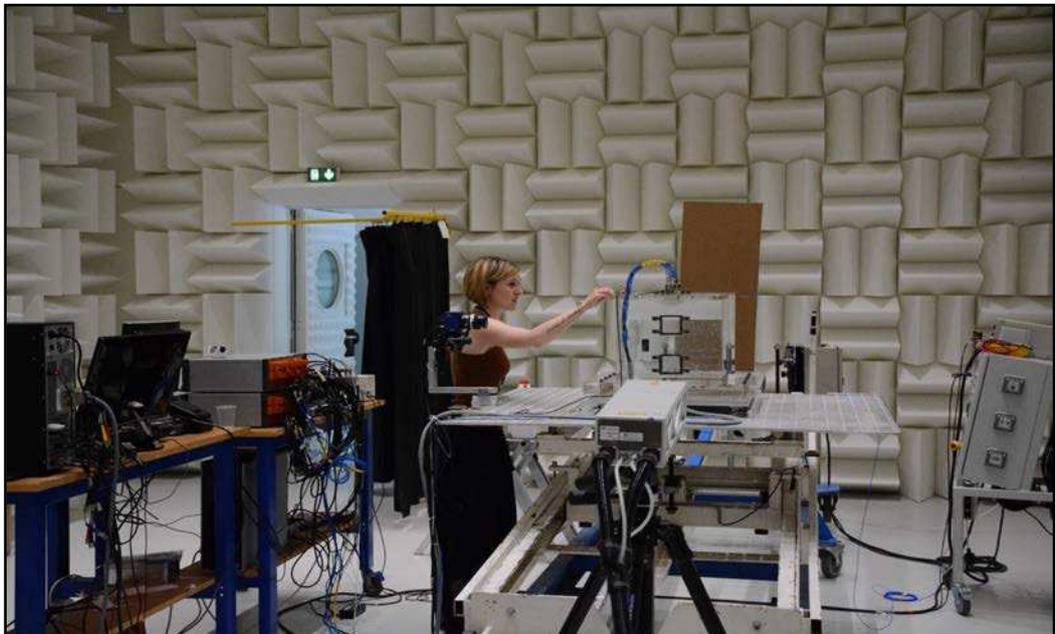
HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

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.

Par **Anaïs BRANDELY**

Étude du ballonnement de fluide dans les réservoirs à carburant : approches numérique et expérimentale

Thèse présentée
pour l'obtention du grade
de Docteur de l'UTC



Soutenue le 26 mai 2016
Spécialité : Mécanique Avancée

D2274

THÈSE

pour obtenir le grade de docteur délivré par

l'Université Technologique de Compiègne

Spécialité doctorale "Mécanique Avancée"

présentée et soutenue publiquement par

Anais BRANDELY

le 26 Mai 2016

**Étude du ballottement de fluide dans les réservoirs à carburant
- Approches numérique et expérimentale -**

Jury

Mohamed Hamdi,	Professeur UTC, Compiègne	Président du Jury
Laurent David,	Professeur Institut PPRIME, Poitiers	Rapporteur
Mhamed Souli,	Professeur Université de Lille 1, Lille	Rapporteur
Jean-Sébastien Schotté,	Docteur ONERA, Châtillon	Examineur
Hassan Smaoui,	Chargé de Recherches CETMEF-UTC, Compiègne	Invité
Emmanuel Lefrançois,	Professeur UTC, Compiègne	Directeur de thèse
Stéphane Galliot,	Ingénieur PO, Compiègne	Encadrant de thèse

UTC

Laboratoire Roberval

UMR CNRS 7337, Compiègne, France





"But I don't want to go among mad people," Alice remarked.

"Oh, you can't help that," said the Cat : "we're all mad here. I'm mad. You're mad."

"How do you know I'm mad?" said Alice.

"You must be," said the Cat, "or you wouldn't have come here."

– Lewis Carroll, ALICE IN WONDERLAND

A mon chéri, mes parents et mon frère.



Remerciements

En préambule à ce travail, je souhaiterais adresser mes remerciements les plus sincères à toutes les personnes qui m'ont apporté personnellement et qui ont contribué à l'élaboration de ces travaux et de ce mémoire.

Je tiens d'abord à remercier mon directeur de thèse Monsieur Emmanuel LEFRANÇOIS, Professeur à l'Université Technologique de Compiègne. Je lui suis très reconnaissante pour le temps qu'il m'a consacré, ses qualités scientifiques et pédagogiques, son optimisme et sa sympathie.

J'adresse de chaleureux remerciements à mon encadrant de thèse, Monsieur Stéphane GALLIOT, Manager à PLASTIC OMNIUM, pour l'attention qu'il a portée à mes travaux, son énergie et sa confiance.

J'exprime tous mes remerciements à l'ensemble des membres de mon jury : Monsieur Mohamed-Ali HAMDI, Monsieur Mhamed SOULI, Monsieur Laurent DAVID, Monsieur Hassan SMAOUI et plus particulièrement Monsieur Jean-Sébastien SCHOTTÉ qui m'a guidé lors de ma première année de thèse.

Je remercie l'ensemble des employés PLASTIC OMNIUM Division Auto Inergy, les membres du service ASC et ceux du laboratoire. Je remercie tout particulièrement Monsieur Alexandre HERTOOUT pour ses conseils et sa franchise et Monsieur Philippe ROCCASALVA pour son aide et ses encouragements tout au long de mes travaux.

J'exprime ensuite ma gratitude à la société BUREAU VERITAS en les personnes de Monsieur Eric BAUDIN et Monsieur Louis DIEBOLD pour l'intérêt qu'ils ont porté à mes recherches, les moyens qu'ils ont mis en œuvre pour me permettre de faire mes expérimentations ainsi que leur accueil enthousiaste à chaque fois que je les ai rencontré.

Ces remerciements seraient incomplets si je n'en adressais pas à l'ensemble des membres du laboratoire Roberval de l'Université Technologique de Compiègne, les professeurs, les ingénieurs de recherche, les secrétaires et les compagnons de batailles (les anciens et futurs docteurs). Merci à Pierre GELINEAU, Anthony FOULON, Nicolas TABLEAU, Blanche LEGIN et Aurélie MONNIN pour ces moments inoubliables.

Je n'oublie pas mes parents Marie-Christine et Alain BRANDELY, mon petit frère Clément BRANDELY ainsi que la famille MLIKI pour leur soutien bienveillant. Je souhaiterais remercier également mes amis et mes proches pour leur support tout au long de la réalisation de ce mémoire.

Enfin, mes derniers remerciements vont à mon chéri, Dimitri MLIKI pour son soutien permanent et sans faille ainsi que son patient travail de relecture et de correction. Merci Bibi pour cette aventure.

Résumé

L'émergence de bruits auparavant inaudibles dans les réservoirs à carburants automobiles requiert des constructeurs une meilleure compréhension des phénomènes physiques intervenants au sein de leurs produits. Dans cette thèse, différents travaux ont été conduits autour de l'étude du ballonnement de fluide dans une cuve rigide rectangulaire partiellement remplie de fluide et soumise à une excitation extérieure.

La première partie présente un état de l'art sur le sloshing suivant trois approches complémentaires - approche analytique, approche numérique et approche expérimentale - permettant d'orienter les travaux.

Dans une deuxième partie, une étude préliminaire sur le sloshing dans une cuve rectangulaire soumise à une excitation harmonique forcée est réalisée. La confrontation des résultats numériques entre une approche linéaire - basée sur la théorie d'écoulement potentiel tenant compte de la viscosité du fluide [Schotté et Ohayon, 2013] - et une approche non linéaire commerciale - basée sur la résolution des équations de Navier-Stokes - permet de définir un paramètre de linéarité. Ce dernier permet de déterminer les cas de sloshing qui nécessitent une résolution non linéaire et ceux pour lesquels la théorie linéaire suffit pour prédire le phénomène.

La troisième partie de ce document présente une étude expérimentale du ballonnement de fluide dans une cuve rectangulaire rigide soumise à un freinage automobile. Deux niveaux de remplissage créant deux types d'impacts contre les parois (avec et sans enfermement de poche d'air) ont été analysés. Les essais menés ont permis de mesurer les forces engendrées par le mouvement du fluide, les pressions d'impact en paroi ainsi que le champ de vitesse par méthode *Particle Image Velocimetry* (PIV). Ce chapitre constitue une importante base de données expérimentales ayant permis d'étudier précisément le phénomène physique. L'étude est complétée par une confrontation des résultats expérimentaux avec des résultats *Computational Fluid Dynamics* (CFD).

Enfin, pour conclure ce mémoire, une étude du sloshing dans un réservoir en tenant compte de la *Fluid-Structure Interaction* (FSI) est présentée. Le choix du couplage a été porté sur un schéma partitionné itératif faible avec, dans un premier temps, une approche potentielle instationnaire, puis avec une approche *Volume Of Fluid* (VOF) pour la physique fluide. Les limites d'un tel couplage dans le cas d'étude d'un réservoir partiellement rempli de fluide et attaché de manière flexible en fonction du rapport de masse fluide-réservoir ont été mises en évidence. La correction du schéma de couplage par l'effet de masse ajoutée présentée dans [Song et al., 2013] permet la résolution d'un système couplé quel que soit le rapport de masse en jeu et améliore de manière significative la convergence en réduisant également fortement le temps de calcul.

Mots-clés : Sloshing, Slamming, Surface libre, Volumes Finis, Équations de Navier-Stokes, Volume Of Fluid, Formulation Couplée.

Abstract

The present thesis focuses on an investigation of the sloshing phenomenon in a partially filled fuel tank submitted to a harmonic excitation motion.

In the first part, the confrontation of numerical results between a linear approach - taking into account viscosity - and a nonlinear approach based on a commercial code leads to define a parameter of linearity. This parameter allows determining cases of sloshing who require non-linear resolution and those who need a linear theory to predict the phenomenon.

An experimental study of fluid sloshing in a rectangular tank submitted to an automotive braking is conducted. Tests leaded allow measuring global forces engendered by the motion of the fluid, pressure of fluid impact and velocity field by [PIV](#). This chapter provides an important data base and helps to investigate on the physical phenomenon. This study is completed by [CFD](#) results.

To conclude, a numerical model for fluid-structure interactions is presented. Limits of this segregated partitioned coupling in case of sloshing in tank flexibly attached are highlighted, depending mostly on the mass ratio between fluid and tank structure. An added-mass term is integrated to the corrected staggered scheme ensuring systematically the convergence of the coupled solution and reducing significantly the iterations required.

Table des matières

Remerciements	5
Résumé	7
Abstract	9
Introduction	xi
Contexte et objectifs	xi
Définitions : Sloshing et Slamming	xii
Méthodologie et orientation des travaux	xvi
1 Etat de l'art	1
1.1 Approche analytique	2
1.2 Approche Numérique	5
1.3 Approche expérimentale	11
1.4 Bilan	20
2 Étude numérique du sloshing lors d'un déplacement harmonique forcé	21
2.1 Description des modèles	22
2.2 Validation du modèle linéaire et du modèle CFD	30
2.3 Comparaison des deux modèles sur une cuve	33
2.4 Proposition d'un paramètre de linéarité distinguant les cas de <i>sloshing linéaire</i> et les cas de <i>sloshing non-linéaire</i>	37
2.5 Bilan	40
3 Étude expérimentale du sloshing dans un réservoir rectangulaire lors d'un freinage automobile et confrontation numérique	41
3.1 Moyens d'essai et de mesure	42
3.2 Cas d'étude considérés	51

3.3	Résultats expérimentaux et analyses	54
3.4	Étude numérique et comparaison avec les résultats expérimentaux	92
3.5	Bilan	112
4	Interaction Fluide-Structure d'un problème de sloshing	115
4.1	Étude d'un couplage faible partitionné itératif et de l'effet de la masse ajoutée . . .	117
4.2	Étude du couplage itératif partitionné par une approche VOF et confrontation avec l'approche potentielle instationnaire	131
4.3	Bilan	148
	Conclusions générales et perspectives	149
	Références	153
	Annexes	I
	Seconde loi de Newton : extraction des forces fluide	III
	Placement des capteurs de force	V
	Liste des acronymes	V

Liste des figures

1	Illustration du phénomène de sloshing [Colagrossi <i>et al.</i> , 2006a]	xii
2	Réservoir parallélépipédique avec des chanfreins utilisés dans le transport maritime de LNG [Lee <i>et al.</i> , 2004]	xiv
3	Schéma d'un exemple de slamming	xv
1.1	Types de maillage	6
1.2	Dispositif expérimental mis en œuvre pour l'étude du sloshing dans les cuves de méthaniers [Pistani et Thiagarajan, 2012]	11
1.3	Schéma d'un profil type de pression enregistré pendant un test de sloshing [Repalle <i>et al.</i> , 2010]	13
1.4	Profil de pression enregistré pendant un impact avec emprisonnement d'air et photo associée [Baudin <i>et al.</i> , 2013]	13
1.5	Différence de l'ampleur de la pression d'impact obtenue par une carte d'acquisition de 20kHz et par une carte à mémoire de crêtes [Baudin <i>et al.</i> , 2012]	15
1.6	Turbulences dessinées par Léonard de Vinci	16
1.7	Schéma de principe de la méthode PIV. Source : Adrian <i>et al.</i> [Adrian, 2005]	17
2.1	Schéma de la cuve partiellement remplie de fluide décrivant le modèle linéaire présenté	23
2.2	Premier mode propre de sloshing ($f_1 = 0.77Hz$), image issue du code linéaire	31
2.3	Réponse transitoire du liquide en terme d'élévation de la surface libre sur la paroi gauche de la cuve. Comparaison entre modèle CFD (-), formulation semi-analytique (..), le modèle linéaire de Frandsen (- -) et l'approche non-linéaire de Frandsen (-)	32
2.4	Maillages pour la résolution du modèle non linéaire	33
2.5	Forces longitudinales globales pendant un mouvement harmonique à la première fréquence propre de sloshing et avec une amplitude d'excitation de 1. mm. Petit maillage (-) modèle $k\omega$ -SST(..) sur maillage grossier et calcul sans modèle de turbulence sur maillage grossier (-).	34
2.6	Coefficient d'amortissement	35

2.7	Force globale longitudinale pendant un mouvement harmonique avec une amplitude d'excitation de 1. mm. Comparaison entre modèle CFD (-) et formulation semi-analytique (..)	36
2.8	Schéma de la cuve partiellement rempli de fluide décrivant le modèle linéaire présenté	37
2.9	Fonction $Q_j(\omega)$	39
3.1	Dimensionnement de la cuve en Plexiglas [®]	43
3.2	Schéma du banc de freinage	44
3.3	Photos du banc de freinage	44
3.4	Moyens utilisés pour les mesures des forces globales	46
3.5	Matrice de capteurs de pression PCB [®]	46
3.6	Principe de fonctionnement de la mesure par technique PIV. Source : DantecDynamics.	47
3.7	Vue d'ensemble du banc d'essai instrumenté pour les mesures de PIV	48
3.8	Chronogramme montrant le principe d'acquisition d'un doublet d'images	49
3.9	Décantation des particules d'ensemencement dans le fluide au repos à différents temps après mélange	50
3.10	Impact de type CLONCK (images caméra rapide issues d'une pré-campagne d'essai)	51
3.11	Impact de type HIT (images caméra rapide issues d'une pré-campagne d'essai)	52
3.12	Accélérations temporelles suivant l'axe X enregistrées par l'accéléromètre tridimensionnel placé sur la cuve (filtrage médian 50)	52
3.13	Fréquence de ballotement de l'essai HITFRONT X6	56
3.14	Moyenne des forces liées fluide selon x obtenue pour la cuve partiellement remplie (25% H) avec écart type associé(filtrage médian ordre 50)	57
3.15	Force fluide suivant les axes y et z obtenue dans le cas de la cuve partiellement remplie (25% H)avec écart type associé(filtrage médian ordre 50)	57
3.16	Moyenne des forces liées au fluide selon x obtenue pour la cuve partiellement remplie (75% H)(filtrage median ordre 50)	58
3.17	Force liées au fluide suivant les axes y et z obtenue dans le cas de la cuve partiellement remplie (75% H)	58
3.18	Comparaison des fréquences de ballotement après impact à partir des mesures de force globale avec les fréquences analytiques issues de l'équation (3.6)	59
3.19	Signal de pression mesuré par la voie 15 lors de l'essai CLONCK X6 et maxima locaux détectés	61
3.20	Signaux de pressions échantillonnés à 20 kHz pour chaque voie lors de l'essai CLONCK 1	62
3.21	Deux formes de profil de signaux de pression rencontrées	63

3.22	Caractérisation des premiers pics de pression	64
3.23	Superpositions des profils de pression par voie enregistrés par deux moyens d'acquisition différents sur l'essai 22	65
3.24	Comparaisons des valeurs de pics de pression maximum enregistrées pour les voies 9 à 16 par les cartes standard et les cartes crêtes	66
3.25	Écart type de la fréquence d'oscillation de la bulle d'air après impact sur la moyenne des voie 13 à 16 et par essai par la méthode de détection des maxima locaux	67
3.26	Comparaison du signal de pression initial et du modèle non-linéaire estimé pour l'essais CLONCK X1, voie 13. Les paramètres estimés valent : ($A = 172.2mbar$), ($\omega = 971.2s^{-1}$), ($\phi = 1.56$) et ($\tau = 28.8ms$)	68
3.27	Comparaison des données expérimentales de pression d'impact et de temps de montée à plusieurs modèles empiriques. Coefficient de conversion $\frac{gf}{cm^2} \leftrightarrow mbar$ $c = 0.9807$	69
3.28	Épaisseurs des poches d'air déduites de lois empiriques de Hattori. coefficient de conversion $\frac{gf}{cm^2} \leftrightarrow mbar$ $c = 0.9807$	70
3.29	Signaux de pressions échantillonnés à 20 kHz pour chaque voie lors de l'essai HITFRONT X1	71
3.30	Jet induit par un impact HIT le long de la matrice de capteur de pressions	72
3.31	Caractérisation des premiers pics de pression HITFRONT	72
3.32	Signaux de pressions échantillonnés à 20 kHz enregistrés pour chaque voie lors de l'essai HITBACK 1	73
3.33	Caractérisation des premiers pics de pression HITBACK	74
3.34	Cuve remplie etensemencée avec de la Pliolite [®] , illuminée par les impulsions Laser avec diode allumée pour la correction de la vibration	76
3.35	Taille des fenêtres d'interrogation	77
3.36	Chevauchement des fenêtres d'interrogation, l : distance de recouvrement	77
3.37	Exemple de pic de corrélation sur une fenêtre de 32 Pixels de côté.	78
3.38	Zoom sur une portion d'image entre deux impulsions Laser consécutives	78
3.39	Exemples de "Faux" vecteurs	79
3.40	Détection de surface libre sur une image issue des mesures PIV	82
3.41	Photos issues de la caméra CCD pour l'essai CLONCK X2	83
3.42	Champs de vitesse dans le domaine fluide dans le cas d'un impact CLONCK	84
3.43	Intensité de la vorticité pour le cas CLONCK X7 avant et après impact	84
3.44	Champ de pression obtenu par intégration du champ de vitesse pour le cas CLONCK à $t = 3.73s$ (1 vecteur affiché sur 5)	85
3.45	Photos issues de la caméra CCD pour l'essai HITBACK X1	86
3.46	Champ et intensité de la vitesse pour le cas HITFRONT X7 avant et après impact (affichage 1 vecteur sur 5)	87

3.47	Champ et intensité de la vitesse pour le cas HITBACK X1 avant et après impact (affichage 1 vecteur sur 5)	87
3.48	Intensité de la vorticité pour le cas HITFRONT X1 avant et après impact	88
3.49	Intensité de la vorticité pour le cas HITBACK X1 avant et après impact	88
3.52	Comparaison pour chaque pas de temps des normes L^2 des champs de vitesse des cas HITFRONT, SYMHITFRONT et SYMHITFRONT (avec PLIOLITE®)	89
3.50	Champ de pression obtenu par intégration du champ de vitesse pour le cas HITFRONT à $t = 3.27s$ (1 vecteur affiché sur 5)	90
3.51	Champ de pression obtenu par intégration du champ de vitesse pour le cas HITBACK à $t = 3.73s$ (1 vecteur affiché sur 5)	91
3.53	Représentation de la fraction volumique sur la coupe de la cuve 3D maillé (1cm - 5mm)	94
3.54	Zoom du maillage 4 illustrant les raffinements locaux en proche paroi	95
3.55	Confrontation numérique vs expérimental des forces fluide suivant l'axe x lors d'un cas CLONCK	97
3.56	Confrontation numérique vs expérimental des forces fluide suivant l'axe z lors d'un cas CLONCK	98
3.57	Positionnement des rangées A à D dans la configuration CLONCK	99
3.58	Signaux temporels des pressions expérimentales et numériques	100
3.59	Confrontation des signaux de pressions numérique (Maillage 4) et expérimentaux (CLONCK X2)	101
3.60	Profils de surface libre et champs de vitesse de l'écoulement fluide expérimental et numérique avant l'impact CLONCK	103
3.61	Profils de surface libre et champs de vitesse de l'écoulement fluide expérimental et numérique pendant l'impact CLONCK	104
3.62	Forces fluide suivant l'axe x HIT	106
3.63	Forces fluide suivant l'axe z HIT	106
3.64	Positionnement des rangées A à D dans la configuration HIT (vue de dessus)	107
3.65	Confrontation des minima et maxima de pressions expérimentales avec les pressions moyennes numériques (maillage 3) pour les rangs B, C et D	109
3.66	Profils de surface libre et champs de vitesse de l'écoulement fluide expérimental et numérique avant l'impact HIT	110
3.67	Profils de surface libre et champs de vitesse de l'écoulement fluide expérimental et numérique pendant l'impact HIT	111
4.1	Définition d'un réservoir rigide partiellement rempli ayant une attache flexible fixée à un élément encastré	117
4.2	Comparaison des résultats des forces fluide x suivant 3 approches lors de l'application d'un freinage automobile (cas HIT)	121

4.3	Schéma de couplage partitionné itératif	121
4.4	Cas particulier d'un réservoir fermé totalement rempli de fluide	123
4.5	Dépendence de l'effet de la masse ajoutée avec le rapport L/H ($m = 50\text{ kg}$)	128
4.6	Différentes formes de réservoirs associées au rapport L/H	129
4.7	Énergies en fonction du temps pour le rapport $L/H = 2.22$	130
4.8	Énergies en fonction du temps pour les rapports $L/H = 2.22$ et $L/H = 0.1$	130
4.9	Maillage de la structure en éléments coques "S4R", taille de maille 5 mm	131
4.10	Maillage A trimé uniforme, taille des mailles 5 mm	133
4.11	Déplacement de la cuve vide avec $m = 50\text{ kg}$, $k = 4 \cdot 10^3\text{ N/m}$	134
4.12	Conservation de l'énergie totale du système couplé calculée par les codes Abaqus/Star-CCM+ (lignes pleines) et par l'approche potentielle (lignes pointillées)	136
4.13	Comparaison du déplacement de la cuve partiellement rempli ($H = 0.225\text{ m}$) résultant des calculs V5 et M3	138
4.14	Comparaison des forces fluide appliquées le long des parois latérales du réservoir partiellement rempli ($H = 0.225\text{ m}$) avec l'approche VOF et l'approche potentielle instationnaire	138
4.15	Images de la surface libre obtenues avec le logiciel Star-CCM+ (colonne gauche) et avec Matlab (colonne droite)	139
4.16	Variations des énergies cinétiques et potentielles dans le domaine fluide calculées par le code Star-CCM+ dans le calcul V5 et par l'approche potentielle dans le calcul M3.	140
4.17	Variations des énergies cinétiques et potentielles dans le domaine structurel calculées par le code Abaqus dans le calcul V5 et à partir du logiciel Matlab dans le calcul M3.	141
4.18	Conservations des énergies fluide et structurelle calculées par les codes Star-CCM+/Abaqus dans le calcul V5 et par l'approche potentielle dans le calcul M3	141
4.19	Nombre d'itérations réalisé à chaque pas de temps pour le calcul V5 et pour les calculs M3 avec et sans correction du schéma de couplage par l'effet de masse ajoutée ($m = 50\text{ kg}$, $k = 4 \cdot 10^3\text{ N/m}$)	142
4.20	Nombre d'itérations par pas de temps, déplacement de la structure, forces fluide appliquées aux parois latérales et résidu de co-simulation sur le déplacement de la structure en fonction du temps pour le Calcul 5 ($m = 50\text{ kg}$, $k = 4 \cdot 10^3\text{ N/m}$)	143
4.21	Conservation d'énergie du système couplé, variation des énergies de la structure et du fluide et résidu de co-simulation sur le déplacement de la structure en fonction du temps pour le Calcul 5 ($m = 50\text{ kg}$, $k = 4 \cdot 10^3\text{ N/m}$)	144
4.22	Conservations des énergies fluide et structurelle calculées par les codes Abaqus/Star-CCM+ et par l'approche Matlab ($m_r = 1.5$)	145

4.23	Nombre d'itérations par pas de temps, déplacement de la structure, forces fluide appliquées aux parois latérales et résidu de co-simulation sur le déplacement de la structure en fonction du temps pour le couplage Star-CCM+/Abaqus ($m_r = 1.5$) .	146
4.24	Conservation d'énergie du système couplé, variation des énergies de la structure et du fluide et résidu de co-simulation sur le déplacement de la structure en fonction du temps couplage Star-CCM+/Abaqus ($m_r = 1.5$)	147
25	Schéma de placement des capteurs de forces (FA, FA, FC, FD) sur la plaque support (fig. 3.2) en aluminium et de accéléromètre (AD) solidaire de la base mobile	V

Liste des tableaux

2.1	Description des deux cas de calcul	31
2.2	Maillages utilisés par le code non-linéaire Fluent	33
2.3	Paramètre κ pour les cas étudiés dans la section 2.2	39
2.4	Paramètre κ pour les cas étudiés dans la section 2.3	39
3.1	Plan chronologique des essais sur la cuve	53
3.2	Comparaison des corrélations entre la résultante des efforts et le terme dynamique pour chaque essai, la cuve étant vide et les pentes allant de 3.4° et 5.5°	56
3.3	Différences du maximum des premiers pics de pression (crête et standard)	66
3.4	Temps de montée moyennés du pic de pression sur 30 essais	66
3.5	Paramètres du modèle de décroissance exponentielle sinusoïdale estimés pour chaque voie pour les impacts de type CLONCK	68
3.6	Lois empiriques de pression d'impact en fonction du temps de montée	69
3.7	Différences du maximum des premiers pics de pression moyennés (crête et standard)	75
3.8	Temps de montée moyennés des pressions d'impact	75
3.9	Propriétés des maillages utilisés pour l'étude de sensibilité au maillage	96
3.10	Pics de pression maximum et minimum mesurés lors de l'essai CLONCK X2 sur les rangées de A à D.	99
3.11	Pics de pression maximum et moyen obtenus par les simulations numériques pour chaque rang de capteur et pour 3 maillages différents. Le temps associé à chaque pic de pression est inclus.	99
3.12	Fréquences d'oscillations dues à la compression de la poche d'air obtenues expérimentalement et numériquement	100
3.13	Pics de pression expérimentaux maximum et minimum sur les rangées de A à D mesurés dans l'essai HIT FRONT X7.	107
3.14	Pressions d'impact numériques pour les 4 rangées de capteurs dans le cas HIT. Le temps associé à chaque pic de pression est inclus.	107

4.1	Propriétés des maillages ($L = 0.5 m, H = 0.225 m, b = 1 m$)	120
4.2	Comparaison des fréquences naturelles de ballonnement	120
4.3	Paramètres utilisés dans le cas du réservoir fermé totalement rempli de fluide . . .	125
4.4	Rapports de masse critique prédits pour assurer la convergence en fonction de l'ordre de précision de la discrétisation temporelle du terme $d\psi/dt$	125
4.5	Nombre d'itérations nécessaires pour la convergence FSI pour le schéma de couplage partitionné non corrigé en fonction des ordres de précision	126
4.6	Nombre d'itérations nécessaires pour la convergence FSI pour le schéma de couplage partitionné corrigé en fonction des ordres de précision	126
4.7	Nombre d'itération nécessaire pour la convergence ($L = 0.5 m$) avec le schéma FSI non corrigé et corrigé au second ordre	128
4.8	Valeurs limites du rapport de masse pour différents schémas temporels	129
4.9	Paramètre par défaut de l'intergration Hilber-Hughes-Taylor	132
4.10	Propriétés des maillages du domaine fluide ($L = 0.5 m, H = 0.225 m, b = 0.35 m$)	132
4.11	Propriétés du cas de comparaison ($u = 0.01m, L/H = 2.22, m_r = 07875$)	134
4.12	Plan d'expérience des calculs FSI ($L/H = 2.22, k = 4 \times 10^3 N/m, m_r = 0.78$ et $u_0 = 0.01m$)	135
4.13	Pourcentage de perte d'énergie totale du système associé à la figure 4.12 à $t = 2s$	135
4.14	Rapport de masse critique entraînant la divergence des calculs issus du couplage par approche VOF	147

Introduction

“Why, sometimes I’ve believed as many as six impossible things before breakfast.”

Lewis Carroll, *Alice in Wonderland*

Contexte et objectifs

La modélisation de l’interaction fluide-structure dans les réservoirs est aujourd’hui un enjeu capital pour de nombreuses applications dans des secteurs très variés : de l’aéronautique (hélicoptère, avions, missiles, satellites...) au nucléaire (cuve soumise aux séismes) en passant par l’automobile (voiture, citernes de poids lourd...), le naval (cuve de gaz liquéfié sous pression des pétroliers) ou le génie civil, il devient nécessaire de pouvoir représenter les phénomènes physiques de manière numérique afin de réduire les coûts inhérents aux essais expérimentaux.

En effet, lorsqu’un réservoir partiellement rempli de fluide est soumis à une excitation extérieure, le phénomène de ballonnement de fluide - appelé *sloshing* - apparaît et influence considérablement la tenue mécanique de la structure. La linéarité du phénomène dépend principalement de l’amplitude de la réponse du fluide : dans le cas où cette amplitude est faible, le sloshing est considéré comme linéaire tandis que lorsqu’elle augmente, des phénomènes plus violents interviennent créant des non linéarités au sein même du fluide. Dans ce cas, le ballonnement de fluide peut alors générer des chargements dynamiques importants sur la structure du réservoir et doit impérativement être pris en compte dans la conception de l’enveloppe.

Ce projet est soutenu par le partenaire industriel PLASTIC OMNIUM Division Auto Inergy en collaboration avec le laboratoire Roberval de l’Université de Technologie de Compiègne.

Il s’articule autour de la problématique de l’acoustique des réservoirs à carburant du secteur automobile. L’apparition des voitures hybrides, l’émergence de systèmes tels que le système Start & Stop ou bien encore la problématique d’isolation sonore des voitures font émerger des phénomènes acoustique parasites venant de composants jusqu’alors inaudibles. Il devient donc nécessaire pour les fournisseurs de maîtriser la qualité vibro-acoustique de leur produit. La simulation numérique des interactions fluide-structure est un moyen d’approcher le bruit produit par le réservoir en limitant considérablement des essais expérimentaux très coûteux.

L'objectif général de cette thèse est d'aborder le phénomène de sloshing au travers de différents outils numériques et expérimentaux afin :

- d'établir une corrélation entre des résultats expérimentaux et numériques, de tester la fiabilité des codes numériques commerciaux et de proposer une procédure fiable pour la mise en place des calculs fluide de sloshing,
- de développer une méthodologie innovante de calcul numérique tenant compte de l'interaction fluide-structure permettant d'optimiser le dimensionnement des réservoirs et de satisfaire des cahiers des charges drastiques à moindre coût.

Définitions : Sloshing et Slamming

Le phénomène de sloshing

Le terme *sloshing* désigne l'ensemble des mouvements de la surface libre d'un liquide à l'intérieur d'une structure. La condition majeure pour que ce phénomène apparaisse est la présence d'une surface libre ; en effet, dans le cas d'un réservoir intégralement rempli, ce phénomène ne peut intervenir.

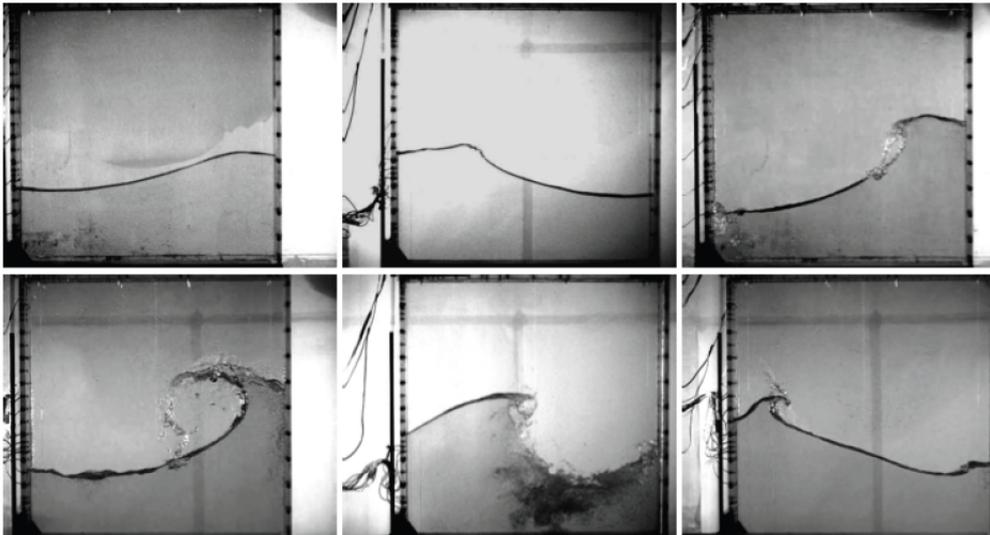


FIGURE 1 – Illustration du phénomène de sloshing [Colagrossi *et al.*, 2006a]

Lorsque l'excitation du réservoir est très éloignée de la fréquence propre du ballotement, la réponse du mouvement de la surface libre est plane et sans discontinuité - on parle alors de sloshing linéaire. En réalité, des effets de non linéarité sont toujours présents mais ne sont pas prédominants et peuvent être négligés ; dans ce cas, l'hypothèse des petits déplacements est valable.

Abramson (1966) [Abramson, 1966] distingue les effets non linéaires du sloshing selon trois classes :

- les effets non linéaires dûs à la géométrie du réservoir et qui sont apparents même pour des vagues de faible amplitude,
- les effets non linéaires dûs aux larges amplitudes,
- les effets non linéaires dûs au couplage de différents modes de sloshing.

La nature résonante de ce phénomène implique que le mouvement du fluide est fortement amplifié lorsque la fréquence d'excitation du réservoir est proche de la fréquence naturelle du mouvement du fluide. L'apparition de plusieurs événements tels que les retournements de vague (brisures), les impacts hydrodynamiques, le mélange de deux phases ou l'emprisonnement de poches d'air met en évidence le caractère non linéaire du sloshing violent.

La problématique de ballottement dans les réservoirs - mobiles ou non - est présente dans de nombreux domaines tels que :

- le spatial avec le contrôle de la trajectoire des satellites [Veldman *et al.*, 2007] [CHENG *et al.*, 2008],
- le génie civil avec les risques sismiques qui pèsent sur les cuves de centrales nucléaires ou sur les réserves d'eau [Akköse *et al.*, 2008],
- le secteur des transports terrestres avec les réservoirs automobiles et les camions citernes difficilement contrôlables [Lloyd et Vaiciurgis, 2002] [Aliabadi *et al.*, 2003] [Koli et Kul-karni, 2010],
- le domaine maritime avec le transport important de gaz naturel liquéfié (LNG) [Liu et Lin, 2009] [Lee *et al.*, 2007].

L'étude du ballottement de fluide dans des réservoirs partiellement remplis, où le liquide contenu frappe la paroi interne du réservoir par vagues successives, s'est fortement développée dans les années 1960 dans le secteur du spatial. En effet, la méconnaissance de ce phénomène et son non contrôle était de nature à entraîner des dommages sur les systèmes qui y était soumis. Un ballottement rotatif sur SATURN 1 entraîna l'arrêt prématuré de l'un des moteurs du fait de la non alimentation en carburant. En 1969, Apollo 11 devient le premier module lunaire dont la trajectoire optimale initialement calculée n'a pas été respectée à cause d'un mouvement fluide non maîtrisé. Par la suite, de nombreuses recherches significatives ont été réalisées entre les années 70 et 80 dans le secteur naval, suite aux dommages engendrés par des impacts hydrodynamiques sur la structure des réservoirs des bateaux de transport de gaz liquéfié (LNG). Un autre exemple d'impact hydrodynamique fortement étudié dans ce domaine est le tassage qui apparaît lorsque la carène d'un navire frappe la surface de l'eau avec une vitesse importante. L'approfondissement des recherches sur le tassage a permis le développement de théories permettant une généralisation des impacts hydrodynamiques et donc une meilleure compréhension des impacts violents présents localement lors du sloshing, appelés *slamming*. La majorité des publications concernant les impacts hydrodynamiques se rapporte au secteur maritime à cause de l'augmentation volumique permanente des réservoirs LNG. Le secteur des transports routiers a également porté une attention particulière à la problématique du ballottement de fluide [Lloyd et Vaiciurgis, 2002] et notamment sur la sécurité de stockage. Plus récemment, des études étendues sur le phénomène de sloshing ont été réalisées par Ibrahim [Ibrahim, 2005] et Faltinsen [Faltinsen, 1993].

Il existe un nombre important de facteurs influençant le ballottement du fluide dans un réservoir et par conséquent, influençant les impacts hydrodynamiques et la réponse de la structure.

L'un des principaux facteurs sur le mouvement de fluide est la géométrie de la structure. Les réservoirs de forme sphérique sont favorables au ballottement ; dans ce cas, les charges dues au sloshing sont modestes et l'énergie liée à l'accélération a tendance à se transformer en mouvement rotationnel. Un réservoir avec des parois latérales et des angles de 90° augmente quant à lui fortement la violence des impacts de fluide. Dans la plupart des cas, des chanfreins sont réalisés sur certaines arêtes (figure 2). Cette adjonction de chanfreins crée une réduction de la surface libre à haut niveau de remplissage, minimisant la violence des impacts sur la paroi supérieure du réservoir.

Le phénomène de ballonnement peut également être modifié par l'ajout de parois internes couramment appelées *baffles* dans le secteur automobile. H. Akyildiz et al. [Akyildiz et Ünal, 2006] montrent que la présence de baffles dans un réservoir rectangulaire rempli à 70% d'eau réduit significativement le mouvement du fluide et par conséquent les pressions aux parois. Plus récemment, Y.G. Chen et al. [Eswaran et al., 2009] ont étudié les effets des baffles sur le sloshing dans un réservoir rectangulaire en faisant varier le niveau de remplissage de liquide et ont confirmé les résultats précédents. Les résultats numériques obtenus sur les pressions hydrodynamiques et le déplacement de la surface libre corrélaient fortement avec les résultats expérimentaux. Ils ont ainsi sélectionné les baffles réduisant au maximum les pressions d'impact.



FIGURE 2 – Réservoir parallélépipédique avec des chanfreins utilisés dans le transport maritime de LNG [Lee et al., 2004]

Le ballonnement dépend également du mouvement du réservoir. Si l'excitation est proche d'une fréquence de résonance, le mouvement du fluide est transformé et la localisation ainsi que l'amplitude des pressions d'impact en sont modifiées. Deux types d'excitations sont généralement appliquées à la structure : des excitations harmoniques et des excitations impulsionnelles. La sollicitation appliquée à la structure dépend de l'application. En effet, les oscillations sinusoïdales sont le plus souvent appliquées dans les applications navales afin d'inclure l'effet des vagues, tandis que les excitations impulsionnelles sont couramment employées dans le domaine automobile pour simuler le freinage d'un véhicule ou dans le génie civil pour les tremblements de terre.

Tout comme l'excitation imposée, le niveau de remplissage joue un rôle primordial sur le comportement du sloshing. Lorsque le réservoir est fortement rempli (90 % de la hauteur), une onde stationnaire apparaît à la surface libre [Shin et al., 2003]. Dans ce cas, aucun mouvement longitudinal n'est généré et la distribution de la pression est quasi hydrostatique excepté au dessus de la surface libre prise au repos. L'amplitude des vagues sera limitée par la distance entre la surface libre au repos et le plafond, seule surface exposée aux impacts. Lorsque le réservoir est peu rempli (<20 % de la hauteur), le mouvement du liquide est considéré comme presque uniforme [Shin et al., 2003]. Dans ce cas, les impacts ont essentiellement lieu sur les parois latérales du réservoir et des phénomènes d'*hydraulic jump* ou de *bore* se forment - généralement après impact. Shin et al. [Shin et al., 2003] mettent en évidence que les impacts pour les bas niveaux de remplissage sont plus violents et que le pic de pression d'impact est plus court que pour les hauts niveaux de remplissage.

Les caractéristiques physiques du fluide étudié doivent être prises en compte, notamment sa viscosité, principale source d'amortissement. Néanmoins, l'amortissement peut être généré par plusieurs sources :

- la surface libre,
- le slamming,
- les parois,
- l'intérieur du fluide.

Les caractéristiques mécaniques du réservoir peuvent également influencer le sloshing. Des aspects tel que la mouillabilité de la matière peuvent légèrement amortir le mouvement du fluide en proches parois. De plus, si le ballotement du fluide déforme la structure, celle-ci aura un effet rétroactif sur le liquide et ainsi de suite, induisant un problème de couplage entre le fluide et la structure.

Le phénomène de slamming

Comme vu précédemment, lors de sloshing violents, le liquide contenu frappe la paroi interne du réservoir par vagues successives. Lorsque la fréquence des impacts hydrodynamiques augmente, une ruine prématurée par fatigue peut menacer l'intégrité mécanique des réservoirs. Dans ces conditions, il est important de savoir prédire les efforts hydrodynamiques appliqués pour dimensionner correctement la structure lors de sa conception ou pour prévenir un éventuel endommagement. D'après Faltinsen [Faltinsen, 1993], le phénomène de slamming correspond au phénomène d'impact entr

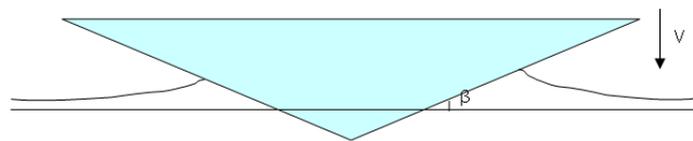


FIGURE 3 – Schéma d'un exemple de slamming

La réponse de la structure n'est pas seulement dépendante de la valeur du pic de pression. En effet, il faut également prendre en considération la forme temporelle et spatiale de l'impact. Généralement, un impact hydrodynamique est de l'ordre de quelques millisecondes et est très localisé dans l'espace. Les caractéristiques de cette pression locale dépendent de l'angle d'incidence β et de la vitesse relative V du dièdre. Bien que la théorie permette déjà de dimensionner le niveau de pression exercée sur une structure pour une incidence donnée, la complexité d'un problème industriel ne permet pas de se limiter au cadre de cette approche simplificatrice.

L'approche expérimentale, fortement présente dans la littérature, permet de compléter l'approche théorique précédente et de nuancer les impacts hydrodynamiques. Rognebakke et Faltinsen [Rognebakke et Faltinsen, 2005] catégorisent les différents impacts sur un réservoir rectangulaire fortement rempli et décrivent les pressions d'impact qu'ils engendrent :

- à grande vitesse avec un courbure de la surface libre importante,
- avec une surface libre parallèle au plafond du réservoir,
- avec emprisonnement d'air.

Ces auteurs mettent en évidence que suivant l'impact étudié, l'ampleur et la forme temporelle et spatiale de la pression varient.

Dans sa thèse, Mateuz Graczyk [Graczyk, 2008] présente les impacts suivant trois formes quelque soit le niveau de liquide présent :

- impact entre le fluide et la structure,
- impact avec enfermement de poche d'air,
- impact avec enfermement de poche d'air s'échappant pendant l'impact.

Cette classification a été réalisée à partir de données expérimentales sur les pressions d'impacts et une analyse statistique poussée. Il démontre que les valeurs de pression obtenues pour les bas niveaux de remplissage sont plus importantes que pour les réservoirs fortement remplis. Cependant, dans ces derniers, les impacts sont temporellement plus long et ont une étendue spatiale plus importante.

Méthodologie et orientation des travaux

La présente thèse est articulée autour de quatre chapitres complétés d'une introduction et d'une conclusion. Dans une première partie, un état de l'art combinant trois approches est réalisé sur le phénomène de sloshing :

- approche analytique et semi-analytique,
- approche numérique,
- approche expérimentale.

Dans une deuxième partie, une étude sur le ballonnement linéaire et non linéaire du fluide dans un réservoir rectangulaire partiellement rempli de fluide soumis à une excitation harmonique forcée est réalisée. Un paramètre de linéarité est également proposé afin de déterminer les cas de sloshing pouvant être étudié avec une théorie linéaire.

Dans une troisième partie, plus particulièrement orientée sur une thématique industrielle, une investigation expérimentale sur le sloshing dans un réservoir rectangulaire soumis à un freinage automobile est entreprise. Cette étude permet d'obtenir une base de données expérimentales sur le phénomène en terme de force globale engendrée par le mouvement du fluide, de pression d'impact en paroi et de champ de vitesse de l'écoulement. Cette partie est complétée par une étude CFD au moyen d'un code commercial qui confronte les résultats expérimentaux aux résultats numériques.

Le dernier chapitre présente l'intégration de l'interaction fluide-structure FSI sur nos cas d'étude. La nécessité de la prise en compte de cette interaction y est discutée ainsi que les limites de la FSI pour un cas de sloshing dans une cuve rectangulaire partiellement remplie d'un fluide lourd.

Enfin, une conclusion générale reprend les différents apports et résultats issus de ces travaux et propose des axes d'amélioration.

1

Etat de l'art

The White Rabbit put on his spectacles. "Where shall I begin, please your Majesty?" he asked. "Begin at the beginning," the King said gravely, "and go on till you come to the end : then stop."

Lewis Carroll, *Alice in Wonderland*

Sommaire

1.1	Approche analytique	2
1.1.1	Formulation d'un problème de sloshing linéaire	2
1.1.2	Formulation d'un problème de Sloshing non linéaire	4
1.2	Approche Numérique	5
1.2.1	Liste non exhaustive des principales approches	5
1.2.2	Influence des paramètres sur un problème fluide par la Méthodes des Volumes Finis	7
1.2.2.1	Résolution des équations de Navier-Stokes	7
1.2.2.2	Méthode liée à localisation de la surface libre	8
1.2.2.3	Maillage	9
1.2.2.4	Modèle multi-phasique homogène et inhomogène	10
1.2.2.5	Compressibilité du fluide étudié	10
1.2.3	Prise en compte des effets de FSI	10
1.3	Approche expérimentale	11
1.3.1	Dispositifs employés	11
1.3.1.1	Contrôle du niveau de remplissage	11
1.3.1.2	Dispositifs de forçage	12
1.3.2	Instrumentation existante pour les mesures locales et globale du phénomène de sloshing	12
1.3.2.1	Force globale engendrée par le mouvement du fluide	12
1.3.2.2	Pressions dynamiques d'impact fluide	13
1.3.2.3	Positionnement de la surface libre	15
1.3.2.4	Détermination du champ de vitesse dans l'écoulement du fluide	15
1.4	Bilan	20

L'observation du phénomène de sloshing par des études expérimentales a été indispensable au développement des équations mathématiques le représentant. En effet, la décomposition des phénomènes observables en systèmes analytiques a permis de poser les bases de la mécanique des fluides ainsi que l'obtention des premières données quantitatives. Grâce à l'émergence du numérique, ces équations ont été transformées en systèmes algébriques résolubles par ordinateur permettant d'obtenir une description plus précise d'un écoulement fluide. L'essor de la puissance de calcul repousse aujourd'hui les limites en terme de précision, rendant la représentation toujours plus proche de la réalité. Cependant, la complexité de l'étude du sloshing ne permet pas de s'affranchir complètement d'essais expérimentaux.

Dans le cadre d'une étude liée à la résolution d'un problème de mécanique des fluides, il existe généralement trois axes complémentaires de travail sur lesquels s'appuyer : l'approche analytique (et semi-analytique¹), l'approche numérique et l'approche expérimentale.

Ce chapitre a pour objectif de présenter le contexte dans lequel s'inscrit cette thèse, en développant les avancées et l'état de l'art de ces trois approches.

1.1 Approche analytique

La dynamique des fluides est définie par les équations de conservation et de transport reposant sur 3 principes fondamentaux :

- équation de continuité découlant du principe de conservation de la masse,
- équations de Navier-Stokes issues de la seconde loi de Newton,
- équation d'énergie provenant du premier principe de la thermodynamique.

L'étude analytique des équations de Navier-Stokes est très complexe du fait de leurs non linéarité. Une simplification du problème est nécessaire par l'application de la théorie potentielle et en considérant la surface libre comme une frontière du domaine sur laquelle des conditions de surface libre sont imposées.

L'étude du phénomène de sloshing peut être décomposée en deux parties :

- une première approche appelée "théorie du sloshing linéaire" concerne le sloshing de faible amplitude et admet de nombreuses restrictions dont la faible déformation de la surface libre ainsi que l'absence de discontinuité,
- une seconde approche concerne le sloshing de large amplitude, autrement dit ayant une excitation proche de la fréquence propre de ballonnement. Cette approche, difficilement résoluble analytiquement avec précision, est généralement simulée par des méthodes numériques résolvant les équations de Navier-Stokes.

Dans cette partie, les différentes avancées analytiques réalisées sur le sloshing linéaire et le sloshing non linéaire seront présentées séparément.

1.1.1 Formulation d'un problème de sloshing linéaire

La première étude menée sur le phénomène de ballonnement dans un réservoir rectangulaire a été réalisée par Lamb dans son livre *Hydrodynamics* en 1895. En 1966 [Abramson, 1966], Abramson

1. Les méthodes semi-analytiques sont des approches intégrales alliant des développements théoriques, conduisant à une solution analytique, avec du calcul numérique.

développa une étude plus approfondie sur ce phénomène pour l'envoi de véhicule dans l'espace, en tenant compte du phénomène de micro gravité. Depuis, cet ouvrage a été réédité [Dodge *et al.*, 2000] afin qu'il soit plus compréhensible et que des résultats numériques y soient intégrés. Il y décrit plusieurs solutions analytiques en 2D et 3D pour différents types de réservoir (parallélépipédique, cylindrique, sphérique, conique, avec ou sans parois internes...) et pour différents modes d'excitation.

Franklin T. Dodge, dans son ouvrage [Dodge *et al.*, 2000], remplace le liquide par un système mécanique linéaire pour incorporer les effets dynamiques du sloshing sur l'analyse du contrôle ou de la stabilité d'un véhicule spatial. Il y développe des modèles de masses oscillantes - modèle du pendule et modèle masse-ressort - pouvant représenter le sloshing linéaire de manière approximative et dont les équations sont plus faciles à résoudre que les équations de dynamique des fluides.

Le ballonnement de fluide est un phénomène très largement étudié. Le livre d'Ibrahim [Ibrahim, 2005] sur les différents phénomènes de ballonnement reprend et développe de manière essentiellement analytique le sloshing, notamment en développant une étude sur les réservoirs rigides utilisant des équations linéarisées.

D'autres auteurs, tels que Faltinsen et Timokha [Faltinsen, 1993] ont étudié le phénomène sous toutes ses formes. Ce récent ouvrage concerne plus particulièrement les problèmes maritimes.

Plus spécifiquement, le livre du professeur Ohayon [Morand et Ohayon, 1995] traite des problèmes d'interaction fluide structure dus au sloshing par la méthode d'hydroélasticité linéaire et de l'influence de la déformation initiale du réservoir.

A partir de l'étude des références précédemment citées, il est possible de déterminer une solution pour le phénomène de ballonnement linéaire dans un réservoir rigide pour une excitation à faible amplitude et éloignée de la fréquence naturelle de ballonnement. Cette théorie ne s'applique que pour des géométries simples et seulement en émettant des hypothèses concernant le fluide, à savoir, qu'il doit être incompressible, homogène, irrotationnel et avoir une viscosité négligeable.

Dans ces conditions, les équations de Navier-Stokes peuvent être réduites aux équations d'Euler. L'équation de continuité et les équations d'Euler s'écrivent :

$$\nabla \cdot \vec{v} = 0 \quad (1.1)$$

$$\frac{d\vec{v}}{dt} = -\frac{1}{\rho} \vec{\nabla} p + \vec{g} \quad (1.2)$$

\vec{v} , p et \vec{g} sont respectivement la vitesse, la pression et la gravité. Dans le cadre des hypothèses de petits déplacements u d'un fluide parfait, homogène et incompressible en utilisant le Lemme de Poincaré, le déplacement u est défini tel que :

$$\vec{u} = \vec{\nabla} \phi \quad (1.3)$$

où ϕ correspond au potentiel de déplacement.

Afin de déterminer la réponse du liquide dans un réservoir rectangulaire à un mouvement de paroi imposé, plusieurs étapes énoncées par [Brandely *et al.*, 2014] sont requises :

- détermination des équations locales d'un liquide à déplacement de paroi imposée,
- formulation variationnelle,
- détermination des modes propres de ballonnement,
- caractérisation d'une réponse particulière du liquide.

Cette approche est limitée par l'hypothèse d'un fluide parfait, non dissipatif et ne tenant pas compte de l'amortissement du fluide. En réalité, l'amortissement dû à la viscosité influe sur le sloshing en proche paroi et au niveau des couches fluide. Ne pouvant être incluse dans les équations locales du système, cette viscosité peut être introduite grâce à l'introduction d'un coefficient d'amortissement [Miras *et al.*, 2012] dans la formulation faible agissant alors comme une correction sur le mouvement du liquide.

1.1.2 Formulation d'un problème de Sloshing non linéaire

Le sloshing non-linéaire est associé à plusieurs phénomènes tels que les discontinuités ou non linéarités de la surface libre, la rotation du liquide ou encore les impacts et défragmentations. Une méthode générale pour le sloshing non-linéaire est proposée en 1958 par Moiseyev [Moiseyev, 1958]. En se basant sur cette théorie, Faltinsen [Faltinsen, 1974] décrit une solution pour un réservoir rectangulaire en deux dimensions.

Dans la seconde partie de son livre [Ibrahim, 2005], R. Ibrahim s'intéresse aux non linéarités du sloshing en incluant le phénomène de ballonnement rotatif et les impacts contre les parois. A travers le troisième chapitre, il effectue les mêmes études en tenant compte de la flexibilité de l'enveloppe du réservoir.

En 2000, Faltinsen *et al.* [Faltinsen *et al.*, 2000] présentent une approche multimodale capable de déterminer la solution du sloshing non linéaire d'un fluide incompressible et irrotationnel dans un réservoir rectangulaire. L'élévation de la surface libre et le potentiel de vitesse sont décomposés en une série de Fourier généralisée sur l'ensemble des modes propres. Les coordonnées généralisées de l'élévation de la surface libre et du potentiel de vitesse sont déterminées par un système couplé d'équations non linéaires. L'utilisation de cette méthode est restreinte à la géométrie du réservoir, imposant qu'au niveau de la surface libre les parois soient verticales. De plus, la hauteur d'eau ne doit pas être trop petite et les retournements de vague ou encore les impacts sont exclus de cette méthode.

L'approche multimodale fut davantage développée en 2001 par Faltinsen et Timokha [Faltinsen et Timokha, 2001]. Une procédure adaptative basée sur le classement inter-modal des coordonnées généralisées de l'élévation de la surface libre y est appliquée. Cette approche lève certaines restrictions à la précédente publication et permet de décrire la réponse du sloshing résonant lorsque l'excitation est plus importante et que la hauteur de fluide est petite.

Par la suite, Rognebakke et Faltinsen [Faltinsen, 2000] [Rognebakke et Faltinsen, 2000] combinent cette méthode avec une analyse locale des impacts. L'amortissement dû aux impacts sur le plafond du réservoir est calculé en rapportant l'énergie perdue - estimée par la théorie de Wagner - sur l'énergie totale du fluide. Le modèle de Von Karman, qui utilise les études réalisées sur les impacts des vagues sur les coques de bateau, considère seulement la masse ajoutée par la pénétration de la coque et fait le choix de négliger le déplacement du fluide. Wagner enrichit cette technique trop approximative avec la prise en compte du phénomène de slamming, utilisant alors l'hypothèse que

lorsque le jet retombe, ses énergies potentielle et cinétique sont complètement dissipées. A l'aide de raccords asymptotiques, cela lui permet d'étudier l'écoulement par tranches lors du slamming. Il assimile ce phénomène aux impacts de liquide qui peuvent avoir lieu dans des réservoirs avec chanfreins.

En 2003 par Faltinsen et al [[Faltinsen et al., 2003](#)] développent d'une approche multimodale pour des problèmes en trois dimensions prenant en compte les régimes stationnaire et transitoire. La contribution des hauts modes et l'influence de la hauteur de liquide sont alors étudiées.

Bien que de nos jours l'approche analytique soit fortement développée, le problème du sloshing non linéaire reste trop complexe pour décrire l'ensemble des phénomènes présents et implique d'avoir recours à des approches numériques et expérimentales.

1.2 Approche Numérique

Avec l'expansion de la capacité de stockage et de la puissance des ordinateurs, le calcul numérique est aujourd'hui devenu indispensable voir incontournable dans le domaine industriel. Il permet, dans le cadre de la résolution numérique des équations de la dynamique des fluides, de prédire les mouvements de celui-ci. Il existe actuellement beaucoup de codes tridimensionnels industriels (Fluent, CFX, Flow3D, Phoenix, Star-CCM, Femlab...) qui aident les ingénieurs à développer leurs produits, à optimiser leur conception et à réduire leurs risques. Avec l'essor des outils numériques, il est aujourd'hui possible de lever certaines hypothèses restrictives de l'approche analytique ne permettant pas de traiter un problème industriel.

Les difficultés rencontrées par les méthodes numériques résident dans le suivi de la surface libre. Afin de représenter correctement le fluide, les méthodes numériques discrétisent les équations de Navier-Stokes et permettent d'obtenir un système avec un nombre fini d'inconnues. Le domaine fluide est généralement discrétisé par un maillage, permettant de décomposer le domaine fluide en petits éléments de volume. Une autre méthode de discrétisation peut être employée ne faisant pas intervenir de maillage et où le domaine fluide est considéré comme un ensemble de particules.

Cette section présente les différentes techniques de mécanique des fluide numérique, dont la liste n'est pas exhaustive, puis détaille l'approche CFD par [Méthode des Volumes Finis \(MVF\)](#).

1.2.1 Liste non exhaustive des principales approches

Les premiers codes de calculs numériques se basaient sur la théorie potentielle très sommairement présentée précédemment. La surface libre était alors considérée comme une frontière du domaine sur laquelle des conditions limites étaient imposées. Ces codes, bien que compétitifs et en perpétuelle évolution, ne permettent cependant toujours pas de traiter des problématiques industrielles. En modifiant leur stratégie, les codes de calculs résolvent aujourd'hui les équations de Navier-Stokes en considérant un fluide réel.

La plus ancienne méthode de discrétisation avec maillage est la [Méthode des Eléments Finis \(MEF\)](#). Elle est souvent utilisée dans l'analyse structurale des solides, la thermique, mais est également applicable aux fluides. Le domaine fluide est divisé en éléments 2D ou 3D et une description Lagrangienne du mouvement est généralement utilisée. A l'aide des principes hérités de la formulation variationnelle, un algorithme mathématique discret permettant de rechercher une solution approchée d'une équation aux dérivées partielles (EDP) est mis en place sur un domaine avec

des conditions aux limites. On parle couramment de conditions de type Dirichlet, Neumann ou de Cauchy. Le résultat de la résolution approchée d'un problème est obtenu en minimisant les résidus. Pour des problèmes de larges distorsions - dans notre cas, de fortes déformations de la surface libre du fluide - les cellules du domaine fluide se déforment de manière très importantes et un remaillage du domaine est nécessaire. Un exemple de l'application de la MEF pour la simulation de sloshing dans un réservoir partiellement rempli est présenté par Kim et al [Kim *et al.*, 2003].

Il existe une méthode améliorée issue de la méthode générale des Eléments Finis appelé **Boundary Element Method (BEM)**. Celle-ci permet de discrétiser uniquement la surface libre et est utilisée dans l'étude [Ning *et al.*, 2012].

Lors de grandes déformations de la surface libre, le maillage Lagrangien subit de fortes distorsions et n'est plus exploitable sans un remaillage coûteux. C'est pourquoi, en présence de sloshing violent, le suivi d'interface n'est pas envisageable et il est nécessaire de se tourner vers la technique d'interface mise en œuvre à l'aide d'un maillage Eulerien.

La **Méthode des Différences Finies (MDF)** est une technique courante de recherche de solutions approchées d'équations aux dérivées partielles. C'est une approximation des dérivées intervenant dans les équations à l'aide de développement en série de Taylor afin d'obtenir un système d'équations algébriques. Cette méthode est basée sur une approche Eulerienne et est généralement utilisée lorsque le maillage du domaine est structuré (figure 1.1 (a)). Cette méthode est appliquée pour la simulation de sloshing violent et l'apparition d'impact dans l'article [Spiegel, 1999].

Dans la **MVF**, l'approche Eulerienne est utilisée car elle est adaptée à un maillage non structuré (figure 1.1 (b)). La Méthode des Volumes Finis sera employée lors des travaux présentés par la suite.

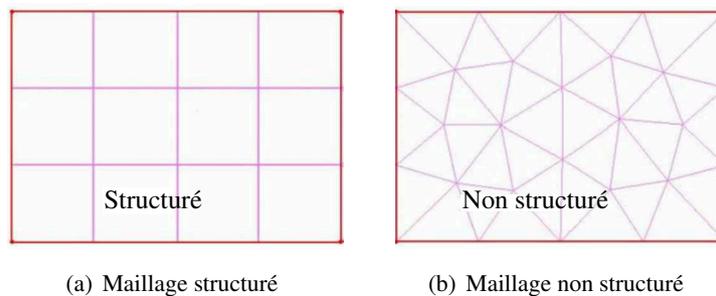


FIGURE 1.1 – Types de maillage

Des méthodes sans maillage ont plus récemment vu le jour. La plus utilisée pour décrire le sloshing est la méthode **Smoothed Particle Hydrodynamics (SPH)** [Souto-Iglesias *et al.*, 2006]. En **SPH**, la formulation est Lagrangienne et le fluide est divisé en un ensemble de particules s'affranchissant d'une connectivité géométrique, contrairement aux formulations classiques. L'avantage de cette technique apparait lorsque l'on traite un problème de surface libre. Aucune condition sur la surface libre n'est nécessaire car les particules définissent implicitement la position de cette interface et la formation d'un jet ne pose ainsi plus de problème de modélisation. D'après [Souto-Iglesias *et al.*, 2006], cette méthode produit de bons résultats au niveau des forces et des moments globaux et est très bien adaptée pour modéliser des surfaces libres avec de grandes déformations. En contrepartie, il faut souvent un grand nombre de particules pour construire un modèle valable. De ce fait, les coûts **Central Processing Unit (CPU)** pour des simulations en 3D deviennent très importants.

1.2.2 Influence des paramètres sur un problème fluide par la Méthodes des Volumes Finis

La motivation de l'utilisation de la CFD repose sur le fait que cette méthode permet des réductions de coût et de temps sur l'étude des écoulements fluide.

1.2.2.1 Résolution des équations de Navier-Stokes

Les équations de Navier-Stokes traduisent complètement les écoulements à la surface libre turbulente. Cependant, malgré les récents progrès technologiques, leurs résolutions posent problème car il faut un nombre considérable de cellules afin de pouvoir obtenir une description précise de tous les phénomènes, en particulier celui de la turbulence intervenant dans un écoulement fluide.

La mécanique des fluides numériques (CFD) peut être subdivisée en 3 grandes méthodes de résolution :

- le *Reynolds-Average Navier-Stokes (R.A.N.S.)* qui modélise l'ensemble des échelles de turbulence en résolvant les équations moyennées de Navier-Stokes. Ces équations sont résolues à l'aide d'autres équations - modèles de turbulence - qui représentent l'ensemble des échelles de turbulence,
- le *Scale-Resolving Simulation (S.R.S.)* qui résout la turbulence de "grande" échelle et modélise les "petites" échelles,
- la *Direct Numerical Simulation (D.N.S.)* qui résout complètement les équations de Navier-Stokes.

Les différentes techniques de résolution présentées ci-dessus sont classées selon l'estimation de leur coût de calculs. La première (*R.A.N.S.*) est fortement utilisée car moins coûteuse et est décrite ci-dessous.

La méthode RANS permet de ne pas étudier le mouvement instantané du fluide qui est trop complexe mais de s'intéresser au mouvement moyen de celui-ci, l'objectif étant de décrire l'évolution des champs moyens et turbulents et de mettre en évidence les termes de transfert entre ces deux champs.

La modélisation de la turbulence dont il est question n'est destinée qu'à fournir un moyen d'évaluer cette quantité afin de fermer le système d'équations. Il existe deux principales catégories de modèles :

- modèles à viscosité turbulente : le tenseur des contraintes turbulentes est évalué à partir du tenseur des déformations ; dans le cas de la "viscosité" turbulente, on adapte une loi de proportionnalité entre les deux tenseurs,
- modèles aux tensions de Reynolds : on résout une équation de transport pour chacune des composantes du tenseur des contraintes de Reynolds.

Le principe de la modélisation repose sur l'introduction d'une viscosité turbulente dont le but est de modéliser l'action des fluctuations sur l'écoulement moyen. Les modèles à viscosité turbulente (Eddy-Viscosity Model) modélisent le tenseur de Reynolds en s'appuyant sur le tenseur des déformations. Ce sont des modèles dits de premier ordre et sont classés suivant le nombre d'équations d'évolution supplémentaires du modèle.

- longueur de mélange de Prandtl (modèle 0 équation)
- modèle k-l (modèle 1 équation)

-
- modèle $k-\epsilon$ (modèle 2 équations)
 - modèle $k-\omega$ (modèle 2 équations)
 - modèle aux Tensions de Reynolds

Le modèle de turbulence le plus utilisé et le plus cité est le modèle $k-\epsilon$ [Cox *et al.*, 1980], bien que concurrencé par le modèle $k-\omega$.

Dans la thèse [Johannessen, 2012], il est montré que le choix du modèle de turbulence n'a pas d'influence sur les pressions d'impacts hydrodynamique lors de slamming violent et que le problème peut être résolu sans avoir recours à des modèles de turbulence.

1.2.2.2 Méthode liée à localisation de la surface libre

Modéliser la surface libre du liquide est une grande préoccupation dans les problèmes de sloshing. Les méthodes de discrétisation numérique qui résolvent l'écoulement du fluide sont combinées à des méthodes permettant la prédiction du mouvement de la surface libre.

Deux techniques distinctes de prise en compte de la surface libre peuvent être mise en avant :

- la méthode de suivi de surface libre qui est similaire à celle des codes en fluide parfait. Les résultats obtenus sont précis mais cette technique est inexploitable lors de sloshing violent car les reconnections d'interfaces sont impossibles.
- la méthode de capture d'interface qui ne représente pas la surface libre comme une frontière du domaine mais comme une variation des caractéristiques physiques du fluide. La convection d'un indicateur permet de localiser la surface libre.

Cette dernière sera très exploitée dans cette thèse. Elle est applicable selon plusieurs formes, que l'on utilise un marqueur attaché à la surface libre (*Marker and Cells (MAC)*)² ou bien une nouvelle variable définie pour chaque cellule du domaine (Level Set et V.O.F) dont une valeur signale la position de l'interface. Cette dernière peut définir soit le taux de remplissage de l'élément par le fluide - méthode *Volume Of Fluid* - soit une distance estimant la position de la surface libre - méthode *Level Set*. L'avantage majeur de l'approche de capture d'interface est la possibilité de simuler un sloshing violent avec d'importantes déformations de la surface libre. De plus, elle permet de simuler des écoulements multi-phases et ainsi de prendre en compte l'air présent dans les réservoirs.

La méthode *Volume Of Fluid (VOF)* est la plus répandue [Eswaran *et al.*, 2009] [Liu et Lin, 2009] [Liu et Lin, 2008] [Godderidge *et al.*, 2009c]. L'intégralité du domaine fluide est maillée avec un maillage fixe. Cette approche, créée par Hirt et Nichols [Hirt et Nichols, 1981], introduit pour chaque élément du domaine une variable correspondant au remplissage de cette cellule par le fluide.

La technique VOF ajoute une équation au système. C'est cette équation qui va permettre de déterminer le mouvement de la surface libre temporellement et spatialement. Deux techniques majeures ont été développées afin de résoudre cette équation.

La plus ancienne la résout en deux étapes. Dans un premier temps, elle reconstruit arbitrairement à partir du champ de fraction de volume la surface libre, puis elle calcule dans un second temps le déplacement de l'interface au moyen des flux aux faces entre les différentes cellules du maillage

2. il existe souvent une confusion dans la littérature entre la méthode MAC pour *Marker and Cells* et le maillage MAC

et réactualise le champ de fraction volumique. Plusieurs méthodes de reconstruction de la surface libre ont été mises en œuvre pour réaliser cette seconde étape dite étape d'advection.

- la méthode SLIC (Simple Linear Interface Calculation) qui approche la surface libre par des droites entre chaque cellule,
- la méthode PLI (Piecewise Linear Interface Calculation),
- la technique FLAIR (Flux Line-segment model for Advection and Interface Reconstruction) qui reconstruit la surface libre par des segments affines.

Cette technique est limitée par le type de maillage employé. En effet, lorsque le maillage est déstructuré la reconstitution de la surface libre est délicate. Il est donc recommandé d'utiliser un maillage structuré cartésien.

La seconde méthode, plus récente, diffère par l'absence d'étape de reconstruction de la surface libre et permet l'utilisation de maillages quelconques. Malgré cette avancée, cette technique présente un inconvénient lié à l'estimation des flux de convection. Ceux-ci s'appuient sur des schémas de convection spécifiques et doivent permettre de conserver les propriétés du champs de fraction de volume :

- conserver le caractère borné de la fraction volumique,
- obtenir une interface entre deux fluide non miscible,
- être numériquement stable.

Les schémas de convection sont utilisés sur différents maillages et sur des cas tests de convection afin de révéler les faiblesses de chacun. Les cas tests reposent sur le même principe selon lequel le domaine est initialisé avec un champ de fraction volumique qui représente une forme géométrique ; celui-ci est alors soumis à un champ de vitesse pour le déplacer. D'un schéma à l'autre, seul le champ de vitesse change. Le schéma de convection est validé si la forme géométrique initiale est bien reconstruite. Il existe des schémas de convection simples et de haute résolution :

- HRIC (High Resolution Interface Capturing)
- CICSAM (Compressive Interface Capturing Scheme for Arbitrary Meshes)
- QUICK (Quadratic Upwind Interpolation)
- Geo-Reconstruct
- TVD (Total Variation Dimishing)

1.2.2.3 Maillage

Bernhard Godderidge [[Godderidge et al., 2007](#)] a étudié l'influence du maillage du domaine fluide sur les résultats de pressions d'impact. Celui-ci montre que les valeurs de pression d'impact au dessus de la surface libre sont très influencées par la taille des mailles contrairement aux impacts se situant sous la surface libre, où la taille des mailles influence peu le résultat. Cette observation est due au fait qu'à cet endroit, la pression hydrostatique joue un rôle plus important tandis que la pression hydrodynamique nécessitant un raffinement est presque inexistante. La bonne discrétisation du problème de sloshing en CFD dépend de la résolution de la forme locale de l'écoulement. Les pressions les plus sévères sont confinées dans de petites régions. Il est donc nécessaire de faire un maillage déstructuré afin d'obtenir des mailles très fines au niveau de l'impact et des mailles plus grossières sur le reste du domaine afin d'éviter un temps important de calcul.

1.2.2.4 Modèle multi-phasique homogène et inhomogène

Il existe deux grandes familles de modèles multiphasiques :

- homogène : utilisation d'un champ d'équations de vitesse partagé pour les deux fluides,
- inhomogène : séparation des champs de vitesse pour chaque fluide.

D'après Bernhard Godderidge [Godderidge *et al.*, 2009b], le modèle le plus approprié pour la simulation de sloshing violent est le modèle multiphasique inhomogène. La comparaison entre les résultats issus de la simulation et ceux issus de l'expérimental montre que le modèle multiphasique homogène a tendance à sous estimer les pics de pressions jusqu'à 50%. En effet, la physique d'un sloshing violent inclut le déferlement de vague, l'emprisonnement d'air et l'amortissement, ce qui est contraire aux hypothèses de modèle homogène.

1.2.2.5 Compressibilité du fluide étudié

L'écoulement de ballotement linéaire forcé dans un réservoir rectangulaire à la résonance (ou en proche résonance) est utilisé pour comparer plusieurs combinaisons de modèle de compressibilité pour l'eau et l'air. Il a été prouvé que la prise en compte de la compressibilité des fluides peut avoir un effet significatif sur l'évolution des pressions. D'après Bernhard Godderidge [Godderidge *et al.*, 2009a], il est préférable d'utiliser deux fluides compressibles pour décrire au mieux un impact avec emprisonnement d'air. Cependant, pour des impacts moins spécifiques, l'eau peut être considérée incompressible afin de gagner en temps de calcul.

1.2.3 Prise en compte des effets de FSI

La simulation numérique des interactions fluide-structure (FSI) est un moyen d'identifier le bruit généré par le ballotement du carburant et de réduire les essais expérimentaux très coûteux. L'étude numérique de l'interaction fluide-structure entre la sollicitation du ballotement et un réservoir souple, nécessite l'utilisation d'un couplage partitionné (*segregated*). Ce dernier consiste à utiliser un solveur dédié pour chacune des deux physiques. Des échanges réguliers entre les deux solveurs, grâce à l'utilisation d'un système de couplage [Piperno *et al.*, 1995], [Farhat *et al.*, 2006], [Felippa *et al.*, 2001] sont réalisés. Ce système couplé est basé sur des solutions successives produites par les solveurs fluide et structure : le couplage est appelé couplage partitionné faible si un seul échange par pas de temps est fait pour chaque champ et couplage partitionné itératif faible si une procédure itérative est utilisée pour assurer la convergence de la solution couplée [Idelsohn *et al.*, 2009].

Son plus grand avantage dans un contexte industriel repose dans l'approche modulaire qui facilite grandement la mise en œuvre des différents solveurs et permet des calculs parallèles. A contrario, son inconvénient majeur réside dans le fait que lorsque des fluides "lourds" sont impliqués, la convergence n'est plus garantie. Une divergence du calcul apparaît généralement quel que soit le pas de temps choisi pour représenter les écoulements incompressibles [Van Brummelen, 2009]. Pour remédier à cela, un certain nombre d'approches ont été proposées [Hughes *et al.*, 1981], [Fernández *et al.*, 2006], [Le Tallec *et al.*, 2005], y compris la discrétisation semi-implicite [Causin *et al.*, 2005] ou l'adaptation sous-détente d'Aitken [Küttler et Wall, 2008]. Pour autant, la convergence n'est pas toujours garantie ou peut être lente dans le cas de fluides à haute densité tels que le sang ou l'eau. Une technique intéressante pour les nouvelles procédures parti-

tionnées basées sur les conditions de transmission de type Robin est proposée dans [Badia *et al.*, 2008], mais nécessite le réglage de paramètres pour s'adapter.

Une méthode de correction des schémas de couplage est réalisée dans l'article [Song *et al.*, 2013] reposant sur l'effet de masse ajouté. Une attention particulière est accordée à quantifier l'importance de l'effet de masse ajoutée sur la convergence et sur les résultats de couplage.

1.3 Approche expérimentale

Malgré les recherches analytiques et les avancées numériques, l'approche expérimentale est de nos jours la plus fiable pour décrire le mouvement du fluide dans un réservoir et la plus efficace pour déterminer les charges engendrées par le sloshing sur celui-ci. Bien que cette méthode soit efficace, sa mise en place est très couteuse et comprend tout de même des incertitudes qui proviennent de la limitation des mesures physiques et de la procédure de post-traitement. Elle requiert de réaliser un nombre important d'essai afin d'assurer la répétabilité du phénomène observé.



FIGURE 1.2 – Dispositif expérimental mis en œuvre pour l'étude du sloshing dans les cuves de méthaniers [Pistani et Thiagarajan, 2012]

Dans la littérature, un grand nombre d'études sont réalisées en régime forcé sur des réservoirs *Gaz Naturel Liquéfié* (LNG) partiellement remplis d'eau à échelle réduite, mais les données expérimentales ne sont généralement pas publiées. Les informations sur les dispositifs expérimentaux sont quand à elles très largement exposées.

1.3.1 Dispositifs employés

1.3.1.1 Contrôle du niveau de remplissage

Le niveau de remplissage est un point crucial à respecter avec minutie pour obtenir le phénomène escompté. Plusieurs méthodes peuvent être employées pour vérifier et ajuster le niveau de liquide dans un réservoir transparent. La méthode la plus simple est l'utilisation d'un régleur sur la paroi du réservoir. Dans d'autres cas, un capteur de pression statique positionné au fond du réservoir peut donner la pression hydrostatique du volume fluide au repos et, connaissant sa masse volumique, il est possible de retrouver la hauteur de liquide. Dans l'article [Baudin *et al.*, 2013], les auteurs exposent sa technique : il remplit entièrement le réservoir dont le volume est connu, puis il le purge

jusqu'à un certain niveau qu'il évalue sur un réglet fixé sur la paroi du réservoir. Il pèse ensuite le liquide extrait afin de vérifier la valeur lue et réajuste si besoin.

1.3.1.2 Dispositifs de forçage

Le type d'excitation du réservoir dépend fortement du domaine d'application car le mouvement peut être harmonique, impulsionnel ou libre, dans une direction privilégiée ou suivant les six degrés de libertés (trois déplacements et trois rotations).

Lorsque l'étude du sloshing concerne seulement un mouvement de translation, le dispositif de forçage généralement utilisé est une table oscillante réglable en amplitude et fréquence capable de supporter le poids du système étudié. Deux systèmes répandus sont généralement utilisés dans les publications : le système bielle-manivelle et un système de guidage avec un moteur linéaire à vis à bille [Royon-Lebeaud, 2005], ce dernier étant plus précis.

Pour des mouvements plus complexes ou une combinaison de mouvements, les hexapodes 1.2 sont couramment employés [Graczyk, 2008]. Ils permettent, notamment dans le domaine naval, de reproduire des états de mer. Ils peuvent également créer un mouvement latéral dont il a été démontré dans [Pistani et Thiagarajan, 2012] que la trajectoire du mouvement n'est pas parfaitement linéaire.

La vérification du bon déplacement du réservoir évite des divergences supplémentaires entre les résultats expérimentaux et numériques. Ces mesures peuvent être faites par des capteurs de déplacement optique [Royon-Lebeaud, 2005], par des capteurs mécaniques de déplacement ou encore par visualisation à l'aide d'une caméra rapide [Pistani et Thiagarajan, 2012].

Dans [Baudin *et al.*, 2013], le mouvement du réservoir est obtenu par deux systèmes complémentaires :

- un système de suivi optique infra-rouge qui détermine les déplacements et les rotations du modèle,
- les données provenant de l'actionneur de l'hexapode.

Le premier système est basé sur le principe de la stéréogrammétrie avec un objet en trois dimensions vu par plusieurs caméras *Charge Coupled Device*, (CCD) ayant chacune une vue différente. Pour que cette méthode de suivi de capteurs fonctionne, plusieurs capteurs spécifiques ont été installés sur le système.

1.3.2 Instrumentation existante pour les mesures locales et globale du phénomène de sloshing

1.3.2.1 Force globale engendrée par le mouvement du fluide

La caractérisation expérimentale du sloshing est un véritable challenge. Des capteurs de force placés sous le réservoir dans lequel a lieu le ballonnement fournissent de précieuses informations permettant de déterminer le taux d'amortissement et les fréquences naturelles du système. De plus, ils permettent de mesurer les forces et les moments agissants sur le réservoir aux points de support [Diebold *et al.*, 2011]. Néanmoins, ce moyen de mesure ne fournit pas d'informations détaillées sur la distribution du fluide dans la cuve. En effet, plusieurs configurations de fluide pouvant produire les mêmes forces et les mêmes moments, il est donc impossible de déterminer un événement du sloshing en se limitant seulement à ces mesures.

1.3.2.2 Pressions dynamiques d'impact fluide

L'objectif majeur des études sur le slamming est la détermination des pressions dynamiques résultant d'impact du fluide sur la paroi de la cuve et pouvant l'endommager.

Les pressions d'impact entre le fluide et la structure peuvent être obtenues en utilisant des capteurs de pression dynamique piézo-électriques. Cette méthode utilisée dans [Chen *et al.*, 2009], [Graczyk, 2008], [Repalle *et al.*, 2010], [Pistani et Thiagarajan, 2012], [Lee *et al.*, 2007], [Lee *et al.*, 2007] permet de décrire la pression d'impact en fonction du temps et ainsi de catégoriser les impacts [Kaminski *et al.*, 2009] : avec emprisonnement de poche d'air, avec plusieurs petites bulles d'air ou encore sans air et ce, quel que soit la taille du réservoir.

Comme le montre la figure (1.3), la pression dynamique d'un impact se décompose en trois phases :

1. temps de montée de pression,
2. pic de pression,
3. temps de décroissance de pression,

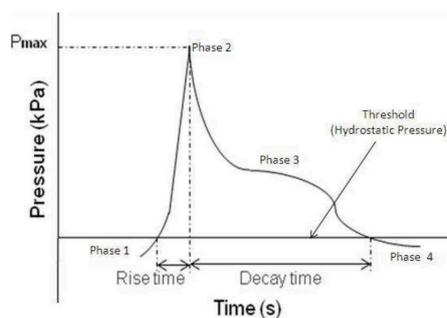


FIGURE 1.3 – Schéma d'un profil type de pression enregistré pendant un test de sloshing [Repalle *et al.*, 2010]

Lors d'un impact avec emprisonnement d'air [Kaminski *et al.*, 2009], le profil de pression est différent et l'apparition d'oscillations de la pression causée par la compressibilité de l'air est nettement visible (1.4).

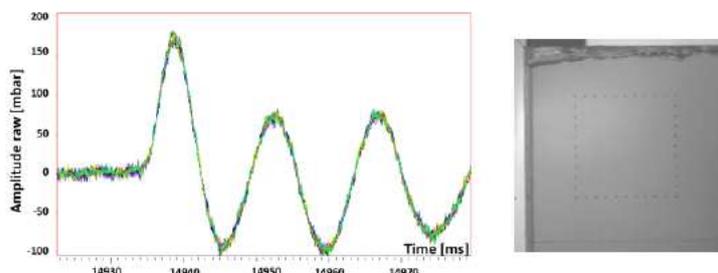


FIGURE 1.4 – Profil de pression enregistré pendant un impact avec emprisonnement d'air et photo associée [Baudin *et al.*, 2013]

Dans les études sur les réservoirs de LNG, ces valeurs de pression d'impact sont mises à l'échelle pour correspondre au mieux aux pressions dynamiques présentes dans les réservoirs de tailles

réelles. Cependant, à cause des différents types impacts pouvant être engendrés par le sloshing, il n'existe pas de loi de similitude permettant une mise à l'échelle généralisée.

La qualité des résultats obtenus est limitée par la puissance technique des appareils de mesure mais aussi économiquement par le budget associé au projet. Il est donc nécessaire de trouver un compromis entre la résolution spatiale de la pression et la surface sensible du capteur, ainsi qu'un compromis entre la fréquence d'échantillonnage et la durée de l'expérience.

La haute résolution d'un capteur implique que la surface du réservoir étudiée soit de très petite taille et de ce fait que les résultats obtenus ne donnent donc pas une vue d'ensemble sur la zone d'impact. Afin de bien déterminer cette zone et de ne pas manquer l'impact, deux solutions sont envisageables. Dans [Graczyk, 2008], une étude préliminaire avec des capteurs ayant une surface sensible plus large est préconisée. Celle-ci permet de localiser l'endroit où le maximum de pression apparaît. Néanmoins plus la surface du capteur est importante, plus la force est intégrée sur une surface importante et donc moins l'ampleur du pic de pression sera visible. La résolution spatiale de la pression peut être évaluée par une matrice (cluster) de capteurs placés de 5 à 10mm les uns des autres [Gavory, 2005]. Les pressions seront ensuite interpolées spatialement entre les différents points de mesures.

Sachant que la résolution spatiale de l'impact dépend de la surface ou des capteurs utilisés, il convient de s'intéresser à la résolution temporelle de l'impact, limitée par la quantité de données à traiter.

La fréquence d'échantillonnage du capteur influe considérablement sur la valeur du pic d'impact [Richardson *et al.*, 2005] et l'utilisation de plusieurs capteurs avec une fréquence d'échantillonnage de 20kHz est nécessaire pour décrire avec précision l'impact du liquide sur la structure. En 2010, dans [Repalle *et al.*, 2010], l'auteur suggère d'utiliser des capteurs ayant une fréquence d'échantillonnage de 40kHz afin de ne pas manquer l'impact.

La publication récente de Fabrizio Pistani [Pistani et Thiagarajan, 2012] est fortement utile pour la mise en place d'un dispositif expérimental. En effet, il y est présenté de nombreuses indications afin d'obtenir des résultats fiables et précis. Il fut par exemple obligé de diminuer la tension excitatrice de ses capteurs, qui chauffait l'élément sensible du capteur, créant ainsi un pic de pression non physique lors du premier impact fluide plus froid.

Au vu du caractère stochastique des pressions d'impact, il est fortement recommandé d'avoir recours à une approche statistique afin de les décrire et de les classifier. Plusieurs études de ce type ont été réalisées dans les articles suivants [Graczyk et Moan, 2008] et [Baudin *et al.*, 2012].

Concernant plus particulièrement l'ampleur du pic d'impact lors du sloshing, l'équipe Bureau Veritas [Baudin *et al.*, 2012] a mis en œuvre une solution intermédiaire pour l'évaluer sans être limitée par la fréquence d'échantillonnage d'une carte d'acquisition. Ils utilisent des cartes à mémoire de crête sur chaque capteur qui permettent de déterminer l'ampleur réelle du pic de pression. Cependant, la forme de l'impact est perdue et tous les phénomènes physiques sont ignorés. Leur étude montre que, lors de certains impacts, l'écart entre le maximum de pression obtenus par carte d'acquisition ou par carte à mémoire de crête peut atteindre 41%. Ils recommandent donc d'utiliser ce type de carte pour le slamming (figure 1.5).

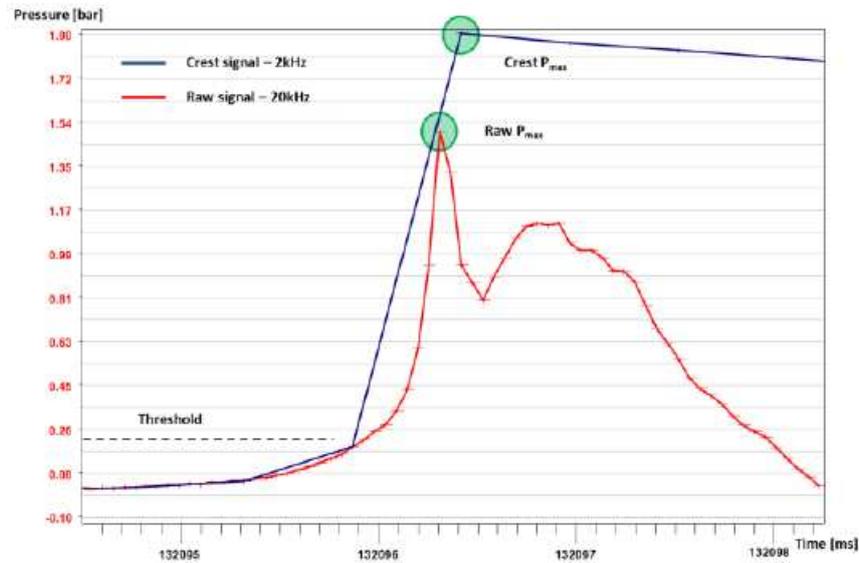


FIGURE 1.5 – Différence de l’ampleur de la pression d’impact obtenue par une carte d’acquisition de 20kHz et par une carte à mémoire de crêtes [Baudin *et al.*, 2012]

1.3.2.3 Positionnement de la surface libre

La représentation de la surface libre et du mouvement fluide est un second point de corrélation entre des données numériques et les données expérimentales. Si le déplacement du fluide est correctement représenté, les lieux des pressions d’impact seront connus.

Expérimentalement, lorsque le sloshing n’est pas violent, des sondes capacitatives permettent de mesurer un niveau de liquide et en particulier les amplitudes des ondes en n point discrets. Le principe est le suivant : une variation du niveau d’eau est transformée par un transducteur en variation de capacité. L’électronique de mesure va ensuite transformer la variation de capacité en signal électrique exploitable. Dans l’article [Pal et Bhattacharyya, 2010], ces capteurs sont utilisés afin d’étudier le comportement du liquide dans un réservoir prismatique ainsi que l’amortissement du fluide après une excitation. Les changements de hauteur du liquide sont obtenus sans décalage de temps. Ces sondes sont utilisées notamment dans la thèse [Royon-Lebeaud, 2005] pour l’étude du sloshing rotatif ainsi que dans l’article [Liu et Lin, 2008] qui compare les mouvements de la surface libre obtenus par approche analytique, numérique et expérimentale.

Néanmoins lorsque le sloshing est très violent et que la surface libre est discontinue avec des recouvrements de vagues, ces sondes capacitatives ne peuvent plus être utilisées.

Une autre méthode pour déterminer le déplacement de la surface libre en fonction du temps est l’utilisation d’une caméra rapide [Baudin *et al.*, 2013].

1.3.2.4 Détermination du champ de vitesse dans l’écoulement du fluide

Dès le XV^{eme} siècle, la représentation de la façon dont un écoulement se comporte a suscité de l’intérêt, comme en témoigne ce dessin de Léonard de Vinci illustré figure 1.6 dans laquelle des lignes de courant dans un écoulement turbulent sont tracées. Depuis le développement de la photographie à la fin du vingtième siècle, de nouvelles techniques de mesure d’écoulement se sont

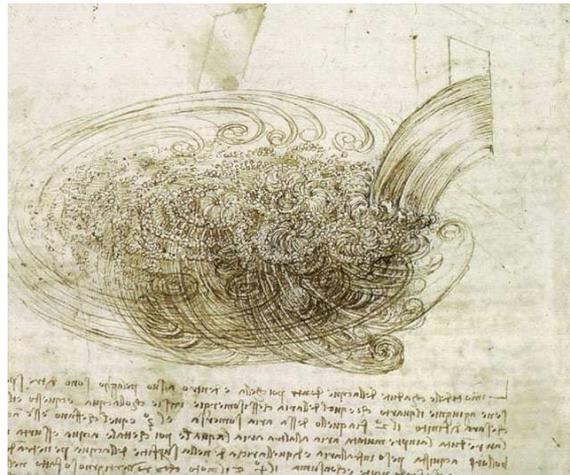


FIGURE 1.6 – Turbulences dessinées par Léonard de Vinci

développées et parmi elles, la *Particle Tracking Velocimetry* (PTV), une description Lagrangienne du mouvement consistant à suivre des particules individuelles pour en déduire leur vitesse. Dans les années 1980, une autre technique de mesure s'est développée : la *Particle Image Velocimetry* (PIV) qui relève davantage d'une description Eulerienne où la vitesse d'un écoulement en un point fixe du domaine de mesure est observée. Contrairement à la PTV, la méthode PIV ne permet pas de suivre des particules individuelles mais plutôt des petits groupes de particules entre deux images d'une même zone et au moyen d'une corrélation croisée. Le déplacement le plus probable de ce motif peut être déterminé et connaissant l'intervalle de temps séparant la capture des deux images, il est possible d'en déduire la vitesse moyenne de ce groupe de particules. Le principe de fonctionnement de la technique sera développé plus en détail dans le chapitre 3.

L'acquisition de deux images distinctes séparées par un temps très court a été rendue possible récemment avec l'apparition puis le développement de la photographie numérique. Auparavant, avec les méthodes de photographie argentique, on procédait plutôt à une double exposition d'une même photographie puis était réalisée une auto-corrélation pour détecter le deuxième plus gros pic (le premier correspondant à la superposition de l'image avec elle-même). L'un des ouvrages de référence sur cette technique est le livre [Westerweel, 1993]. Ce livre regroupe aussi bien des résultats théoriques accumulés au cours de diverses études mais aussi des conseils pratiques pour optimiser la manière de mener une campagne expérimentale recourant à cette technique.

Les applications de la PIV existent à toutes les échelles : aussi bien pour suivre les écoulements de sédiments lors de rupture de barrages de rétention, comme l'ont fait Alexio et al. [Alexio et al.,], qu'à très petite échelle pour suivre le comportement des globules rouges dans les vaisseaux sanguins [Sugii et al., 2005].

Sachant que les équations de Navier-Stokes relient le gradient de pression aux différentes composantes de la vitesse, l'accès à ces composantes permet donc en théorie de pouvoir remonter aux valeurs du champ de pression en ayant des conditions aux limites adaptées. On peut voir certaines méthodes décrites et mises en place notamment dans [Liu et Katz, 2006], [Panciroli et Porfiri, 2013] ou encore dans [De Kat et Van Oudheusden, 2012a]. Ces derniers passent par une résolution de l'équation de Poisson et dont la méthode sera détaillée dans la section 3.3.3.2.

Par la suite, l'acronyme PIV fera en réalité référence à la *Digital Particle Image Velocimetry* (DPIV) qui est en fait la méthode la plus couramment utilisée puisque la plupart des mesures de

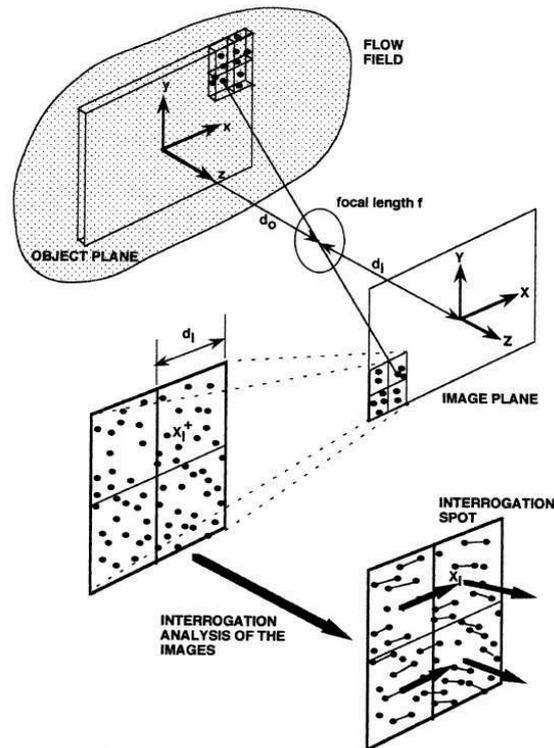


FIGURE 1.7 – Schéma de principe de la méthode PIV. Source : Adrian et al. [Adrian, 2005]

ce type se font maintenant avec des caméras numériques.

Ensemencement

Cette méthode ne mesure pas la vitesse de l'écoulement mais plutôt celle de particules d'ensemencement qui s'y trouvent. Le choix de ces particules doit dépendre de plusieurs critères pour que la corrélation soit efficace. La taille des particules doit être suffisamment grande pour qu'elles occupent un nombre de pixels suffisamment important à l'image, une taille d'au moins quatre pixels par particule est recommandée [Westerweel, 1993]. Mais pas trop grande pour ne pas modifier l'écoulement fluide.

Dans [Adrian et Yao, 1994], Adrian et al. expriment la taille à l'image qu'une particule aura selon les paramètres du système optique et en supposant que l'intensité lumineuse de la particule a une distribution Gaussienne.

$$d_s = 2.44(1 + M) f^\# \lambda, \quad (1.4)$$

où d_s est la taille d'une particule d'ensemencement à l'image, $f^\#$ est le nombre focal de l'objectif de la caméra, M le grossissement du système optique et λ la longueur d'onde à laquelle les particules émettent. La technique PIV est généralement une technique de mesure bi-dimensionnelle où il s'agit de mesurer les vitesses dans une "tranche" de fluide matérialisée par une nappe laser³. Ce laser émet de manière monochromatique et les particules ré-émettent cette énergie sous forme de lumière à une longueur d'onde plus élevée où s'il s'agit de simple réflexion, à la même longueur

3. *Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation (LASER)*

d'onde que celle en sortie du laser. La connaissance de ces paramètres permet de dimensionner au préalable le banc d'essai en connaissant la taille approximative de particules d'ensemencement et la distance de la caméra par rapport à l'écoulement.

Une autre caractéristique que doivent posséder les particules d'ensemencement, outre leurs propriétés optiques, est leur capacité à suivre les variations de vitesse dans l'écoulement. Si une particule est trop lourde, elle aura tendance à chuter au fond de l'écoulement et son mouvement ne correspondra pas du tout à celui du fluide. L'idéal est que leur masse volumique soit égale à celle du fluide utilisé pour l'expérience afin que le poids propre équilibre au mieux la poussée d'Archimède. Certaines particules fabriquées spécialement pour cette usage existent comme les particules vendues par LaVision GmbH en Plexiglas® et dopées à la rhodamine (pour les propriétés de fluorescence), mais on peut également utiliser comme dans certains cas [Aleixo, 2011, Sveen et Dalziel, 2005] la Pliolite qui a une densité très proche de 1.

Passage à la 3D

La méthode PIV a évolué en même temps que les avancées technologiques en matière d'imagerie. L'une de ces améliorations est la PIV "Multi-View". Au lieu de n'utiliser qu'une seule caméra, on en utilise au moins trois qui capturent la même scène mais sous des angles différents. Connaissant les positions et les altitudes exactes des caméras, il est possible de reconstruire un champ de vitesse 3D du domaine de mesure. Cette technique a été utilisée pour la première fois dans [Schimpf et Kallweit, 2004] mais l'un des problèmes que tous les utilisateurs de cette technique ont rencontré est celui lié à la basse densité d'ensemencement. En effet, les algorithmes de triangulation des particules ont du mal à traiter les cas de superposition de particules. La meilleure façon d'obtenir une bonne résolution de mesure consiste à synchroniser deux séries de mesures avec des grossissements différents, pour pouvoir saisir toutes les échelles de l'écoulement. Cette solution nécessite beaucoup d'efforts et de minutie. Plus tard est apparue la méthode de PIV Tomographique qui utilise le même type de technique utilisée en imagerie médicale dans les scanners pour obtenir, de manière plus propre et à plus haute résolution de mesure, des jeux d'images permettant de déduire la vitesse de l'écoulement dans un petit volume.

PIV Super-résolue

Dans le cas de la PIV classique, la mesure repose sur une zone d'interrogation qui doit contenir au moins une dizaine de particules pour obtenir une bonne corrélation. En comparaison, la PTV offre une résolution bien meilleure puisque chaque particule est suivie d'une image à l'autre.

En 1995 [Keane *et al.*, 1995], une méthode dite de PIV Super-Résolue est proposée. L'idée est d'utiliser les vecteurs de déplacement obtenus avec la méthode standard pour ensuite estimer les appariements de particules d'une image à l'autre. Cette technique est bien entendu plus coûteuse en temps de calcul mais offre une meilleure résolution qui est actuellement le but à atteindre dans ce domaine de mesures. Theunissen *et al.* [Theunissen *et al.*, 2005] font une revue et une comparaison de ce type de techniques super-résolues.

Améliorations futures Adrian et Al. [Adrian, 2005] ont fait la liste des perspectives d'améliorations de la technique qu'ils souhaiteraient voir apparaître :

1. une théorie qui prendrait en compte les éléments suivants :
 - prise en compte de la dynamique des particules et de la relation entre le déplacement mesuré, la vitesse des particules et la vitesse réelle du fluide,
 - amélioration de l'imagerie et de la compensation de la distorsion créée par l'objectif,
 - les effets de la pixelisation avec de bons modèles de bruits pour les caméras,
 - des algorithmes optimums pour la localisation des particules et leur appariement entre les deux images,
 - interpolation et lissage échantillonné régulièrement à partir de données échantillonnées aléatoirement issues de PTV ou de PIV super-résolue.
2. des méthodes d'ensemencement qui :
 - permettent une optimisation facilitée de la concentration et de plus grandes concentrations dans les volumes importants,
 - Permettent de produire de nouvelles particules pour des écoulements comportant d'importantes accélérations.
3. réussir à atteindre une dynamique de mesure de vitesse de 1 pour 1000. Cela augmenterait énormément l'utilité de la technique et réduirait le temps d'optimisation de paramètres expérimentaux.
4. les résultats d'expériences utilisant la PIV devraient être plus rigoureusement traités, en particulier les expérimentateurs devraient de manière systématique :
 - démontrer l'adéquation de la résolution spatiale en réalisant des tests de résolution de grille et/ou des tests de réponse en fréquence spatiale,
 - démontrer la précision et la reproductibilité des mesures de vitesse,
 - examiner les fonctions densité de probabilité des données de vitesse pour repérer les artefacts de mesure.
5. des coûts globalement plus faibles, en particulier pour :
 - les sources lumineuses (LASER) et caméras,
 - développer des solutions low-cost à usage spécifique tels que des techniques de PIV par sonde.

Cette liste est bien entendu non-exhaustive.

1.4 Bilan

Ce chapitre a permis de dresser un panorama des différentes approches existantes pour étudier le phénomène de sloshing - analytique et semi analytique, numérique linéaire et non linéaire et expérimentale. Chacune d'entre elles possède des avantages et des inconvénients - que ce soit au niveau de la précision des résultats, des coûts engagés ou de la difficulté de mise en œuvre - mais restent considérées comme complémentaires en fonction du cas étudié.

L'approche semi analytique est utilisée pour valider les codes numériques non linéaire au travers d'un cas de sloshing linéaire ayant de petites déformations au niveau de la surface libre. Lorsque l'amplitude de réponse de la surface libre à un mouvement imposé devient grande - apparition de sloshing non linéaire - l'utilisation de codes numériques non linéaires devient indispensable pour décrire le phénomène. Appliqué à une problématique industrielle, l'approche expérimentale reste encore aujourd'hui le seul moyen pour valider et confirmer les résultats obtenus par les codes numériques non linéaires.

L'étude de l'interaction fluide structure dans le cas du sloshing tient compte d'une part, de l'influence du mouvement du fluide sur la déformation de la structure, et d'autre part, de l'influence de cette déformation sur le mouvement du fluide. Comme il a été présenté dans ce chapitre, de nombreuses études ont été réalisées sur le sujet mettant en jeu plusieurs types de couplage. Dans le cas d'un couplage partitionné itératif faible, des difficultés de convergences sont à prévoir avec l'utilisation d'un fluide lourd tel que l'eau.

Cet état de l'art permet d'orienter nos travaux sur l'étude du sloshing dans un réservoir rigide rectangulaire au travers de ces trois approches - analytique, numérique et expérimentale - qui sont complémentaires. Les avantages et inconvénients de chaque méthode ainsi que leurs limites ont été détaillés, ce qui permet de les utiliser et de les comparer de manière pertinente. Ce chapitre met également en évidence les avancés présentés dans le domaine [FSI](#) suivant l'approche numérique, ce qui permet à la fin de cette thèse d'étudier le couplage fluide-structure lors d'un sloshing dans un réservoir attaché de manière flexible.

Etude numérique du sloshing lors d'un déplacement harmonique forcé

*"Would you tell me, please, which way I ought to go from here ?"
"That depends a good deal on where you want to get to." "I don't
much care where –" "Then it doesn't matter which way you go."*

Lewis Carroll, *Alice in Wonderland*

Sommaire

2.1	Description des modèles	22
2.1.1	Code linéaire basé sur la formulation linéarisée hydroélastique	22
2.1.1.1	Présentation du système considéré	22
2.1.1.2	Réponse dynamique d'un liquide ballottant à un mouvement imposé de la structure	23
2.1.1.3	Forces globales appliquées à la structure	26
2.1.2	Présentation du code CFD - ANSYS Fluent	27
2.1.2.1	Principe de fonctionnement	27
2.1.2.2	Modèle mathématique	28
2.1.2.3	Implémentation numérique	29
2.2	Validation du modèle linéaire et du modèle CFD	30
2.2.1	Description du cas de validation	30
2.2.2	Résultats obtenus	31
2.3	Comparaison des deux modèles sur une cuve	33
2.3.1	Description du cas de comparaison	33
2.3.2	Validation de l'hypothèse d'écoulement laminaire	33
2.3.3	Estimation du coefficient d'amortissement du fluide	34
2.3.4	Application à deux cas d'étude	35
2.4	Proposition d'un paramètre de linéarité distinguant les cas de sloshing linéaire et les cas de sloshing non-linéaire	37
2.4.1	Définition d'un paramètre de linéarité	37
2.4.2	Validation du paramètre de linéarité	39
2.5	Bilan	40

La réponse dynamique du sloshing dans un réservoir rectangulaire soumis à un mouvement horizontal de petite amplitude est étudié dans ce chapitre par une approche numérique issue d'un code CFD commercial. Ce modèle résout les équations de Navier-Stokes en considérant un écoulement diphasique. La méthode VOF est adoptée pour déterminer la position de la surface libre. La solution numérique est comparée aux résultats obtenus par une approche linéaire basée sur la théorie d'écoulement potentiel tenant compte de la viscosité du fluide [Schotté et Ohayon, 2013]. L'approche linéaire considère uniquement un fluide et est moins coûteuse en temps de calcul grâce à l'utilisation de la technique de projection modale. Ce modèle semi-analytique permet de mieux appréhender les phénomènes physiques liés aux problèmes modélisés par des équations aux dérivées partielles. Elles permettent également de disposer de benchmarks pour la validation de code de calculs. Les deux approches sont appliquées sur différents cas de sloshing. L'élévation de la surface libre et les forces globales engendrées par le fluide obtenues pour différentes amplitudes et fréquences d'excitation sont comparés. Un paramètre dit de linéarité est proposé afin de déterminer les cas de sloshing pouvant être résolus précisément par la théorie linéaire et les cas nécessitant une résolution avec une approche non linéaire numérique.

2.1 Description des modèles

2.1.1 Code linéaire basé sur la formulation linéarisée hydroélastique

Le premier modèle présenté ici est basé sur la formulation linéarisée hydroélastique présentée dans la publication [Schotté et Ohayon, 2013] et étendu récemment à la prise en compte d'un faible amortissement du mouvement de ballonnement du liquide [Miras *et al.*, 2012]. Cette étude a été réalisée avec l'aide de Jean-Sébastien Schotté et a fait l'objet d'une présentation orale [Brandely *et al.*, 2014]. Le modèle développé par le Professeur Ohayon est utilisé pour calculer analytiquement la réponse linéarisée d'un fluide incompressible enfermé dans une cuve rigide dont le déplacement est forcé.

2.1.1.1 Présentation du système considéré

Dans ce qui suit, on considère les vibrations de petites amplitudes d'un système mécanique constitué d'une structure rigide et d'un liquide incompressible avec une surface libre (la capillarité du liquide et la pressurisation du réservoir sont négligées).

Dans la figure 2.1, Ω_F et Ω_S représentent respectivement le domaine de fluide et le domaine structurel. Σ dénote l'interface entre ces deux domaines et Γ désigne la surface libre. f représente les forces extérieures appliquées au système et n est la normale unitaire sortante à la surface Σ .

Les équations linéarisées décrivant la réponse temporelle d'un tel système peuvent être écrites, après discrétisation par la MEF, comme suit :

$$\begin{bmatrix} \mathbf{K}_g^S & \mathbf{0} \\ {}^t\mathbf{C} & \mathbf{F} \end{bmatrix} \begin{pmatrix} U \\ \phi \end{pmatrix} + \begin{bmatrix} \mathbf{D}^S & \mathbf{0} \\ \mathbf{0} & \mathbf{D}^F \end{bmatrix} \begin{pmatrix} \dot{U} \\ \dot{\phi} \end{pmatrix} + \begin{bmatrix} \mathbf{M}^S & -\mathbf{C} \\ \mathbf{0} & \mathbf{S} \end{bmatrix} \begin{pmatrix} \ddot{U} \\ \ddot{\phi} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \mathbf{f} \\ \mathbf{0} \end{pmatrix} \quad (2.1)$$

où U et ϕ sont respectivement les valeurs nodales du champ de déplacement de la structure \mathbf{u}^S et du potentiel de déplacement du liquide φ . \mathbf{K}_g^S , \mathbf{D}^S et \mathbf{M}^S sont respectivement les matrices de

rigidité, d'amortissement et de masse de la structure. Notons que \mathbf{K}_g^S doit contenir les termes de précontraintes liées à la pression hydrostatique [Schotté et Ohayon, 2005].

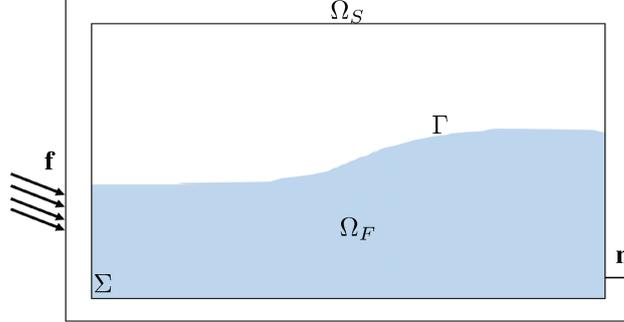


FIGURE 2.1 – Schéma de la cuve partiellement remplie de fluide décrivant le modèle linéaire présenté

Les matrices \mathbf{F} , \mathbf{D}^F et \mathbf{S} sont associées à l'inertie, l'amortissement et l'énergie potentielle de pesanteur du liquide. La matrice \mathbf{C} correspond à l'opérateur de couplage à l'interface fluide-structure Σ (construite avec un vecteur normal \mathbf{n}_Σ supposé orienté vers l'intérieur du fluide). \mathbf{f} est le vecteur de forces extérieures. Pour résoudre ce système matriciel, les conditions initiales sont ajoutées en considérant que la position et la vitesse initiale du liquide sont imposées par celles de la structure (U_{ini} et V_{ini}).

Il est rappelé que le champs de déplacement \mathbf{u}^F et la fluctuation de pression eulérienne dans le fluide peuvent être reconstruites à partir du potentiel de déplacement φ grâce aux relations suivantes :

$$\mathbf{u}^F(t) = \nabla \varphi(t) \quad (2.2)$$

$$p(t) = -\rho^F \ddot{\varphi}(t) + \pi(\mathbf{u}^S(t)) \quad (2.3)$$

$$\text{avec } \pi(\mathbf{u}^S(t)) = -\frac{\rho^F g}{|\Gamma|} \int_{\Sigma} \mathbf{u}^S(t) \cdot \mathbf{n}_\Sigma \, d\Sigma \quad (2.4)$$

où Γ représente la surface libre.

2.1.1.2 Réponse dynamique d'un liquide ballottant à un mouvement imposé de la structure

Ici, nous nous intéressons à la réponse dynamique du liquide à un mouvement de réservoir imposé. Le vecteur de déplacement de la structure $\mathbf{U}(t)$ est connu et la seconde équation du problème couplé (2.1) donne directement l'équation dynamique satisfaite par l'inconnu fluide ϕ :

$$\mathbf{F} \phi + \mathbf{D}^F \dot{\phi} + \mathbf{S} \ddot{\phi} = -{}^t \mathbf{C} \mathbf{U}(t) \quad (2.5)$$

La première équation du système (2.1) donne la valeur de l'effort \mathbf{f} nécessaire pour imposer le mouvement à la structure (cf. 2.1.1.3).

Afin d'éviter une résolution temporelle de cette équation différentielle qui peut être coûteuse en temps, une approche par synthèse modale est adoptée. En effet, il est montré dans [Morand et Ohayon, 1995] qu'un nombre restreint n de modes de ballottement ϕ_i (correspondant aux modes

propres du liquide dans une cuve rigide) peut être suffisant pour représenter la réponse dynamique du liquide.

Lorsque le fluide étudié est non dissipatif, ces modes propres sont généralement calculés comme des solutions de l'équation homogène ci-dessous :

$$\exists \{\phi_i \neq \mathbf{0}, \omega_i\} \in \mathbb{R}^N \times \mathbb{R}^*, \quad \mathbf{F} \phi_i = \omega_i^2 \mathbf{S} \phi_i \quad (2.6)$$

Dans cette équation, il n'y a aucun terme d'amortissement fluide car le fluide est considéré comme parfait.

Les matrices \mathbf{F} et \mathbf{S} de ce problème étant symétriques, semi-définies et positives, les pulsations propres ω_i et les modes propres ϕ_i sont réels et vérifient les relations d'orthogonalité suivantes :

$${}^t\Phi \mathbf{F} \Phi = \mu \quad \text{et} \quad {}^t\Phi \mathbf{S} \Phi = \mu \Omega^{-2} \quad (2.7)$$

dans lesquelles Φ est la matrice contenant les n modes propres ϕ_i considérés, μ est la matrice *diagonale* des n masses modales de ballottement $\mu_i = {}^t\phi_i \mathbf{F} \phi_i$ et Ω est la matrice *diagonale* des pulsations propres ω_i . La réponse du fluide ϕ à un déplacement imposé de la structure \mathbf{U} peut être représentée par la somme de ses modes de ballottement et complétée par une réponse particulière (hydroélastique) ϕ_∞ .

$$\phi(t) = \phi_\infty(\mathbf{U}(t)) + \sum_{i=1}^n \tau_i(t) \phi_i = \phi_\infty(\mathbf{U}) + \Phi \boldsymbol{\tau} \quad (2.8)$$

En utilisant l'orthogonalité des modes de ballottement, les propriétés de la solution particulière ϕ_∞ ainsi que le modèle d'amortissement diagonale considéré ici, les équations fluides peuvent être réduites à un problème matriciel de petite taille, dans lequel les nouvelles inconnues pour le fluide sont les n coordonnées généralisées $\{\tau_i\}$ (regroupées dans un vecteur d'inconnues $\boldsymbol{\tau}$) :

$$\mu \left(\Omega^2 \boldsymbol{\tau} + 2 \Omega \mathbf{Z} \dot{\boldsymbol{\tau}} + \ddot{\boldsymbol{\tau}} \right) = -\Omega^2 {}^t\Phi {}^t\mathbf{C} \mathbf{U} \quad + \text{Conditions initiales } \tau_{\text{ini}} \text{ et } \tau'_{\text{ini}} \quad (2.9)$$

où \mathbf{Z} est la matrice *diagonale* contenant les n coefficients d'amortissement modaux ζ_i relatifs aux modes de ballottement (on suppose que $0 \leq \zeta_i \ll 1$).

Pour résoudre l'équation (2.9), l'utilisation de la transformation de Laplace (notée par un " $\hat{}$ ") permet d'obtenir une équation algébrique en s (l'inconnue de Laplace) à partir de l'équation différentielle en temps :

$$\mu \left(s^2 + 2 \Omega \mathbf{Z} s + \Omega^2 \right) \hat{\boldsymbol{\tau}} = -\Omega^2 {}^t\Phi {}^t\mathbf{C} \widehat{\mathbf{U}} + \mu (s + 2 \Omega \mathbf{Z}) \tau_{\text{ini}} + \mu \tau'_{\text{ini}} \quad (2.10)$$

L'expression de la transformé de Laplace des coefficients τ_i est obtenue en remplaçant τ_{ini} et τ'_{ini} par leur valeur respectivement $-\mu^{-1} {}^t\Phi {}^t\mathbf{C} \mathbf{U}_{\text{ini}}$ et $-\mu^{-1} {}^t\Phi {}^t\mathbf{C} \mathbf{V}_{\text{ini}}$:

$$\hat{\boldsymbol{\tau}}(s) = - \left(s^2 + 2 \Omega \mathbf{Z} s + \Omega^2 \right)^{-1} \mu^{-1} \left(\Omega^2 {}^t\Phi {}^t\mathbf{C} \widehat{\mathbf{U}}(s) + (s + 2 \Omega \mathbf{Z}) {}^t\Phi {}^t\mathbf{C} \mathbf{U}_{\text{ini}} + {}^t\Phi {}^t\mathbf{C} \mathbf{V}_{\text{ini}} \right) \quad (2.11)$$

On obtient donc à partir de l'équation 2.1.1.2, la formulation suivante :

$$\widehat{\phi}(s) = \phi_0(\widehat{U}) + \Phi \left(s^2 + 2\Omega\mathbf{Z}s + \Omega^2 \right)^{-1} \mu^{-1} \dots \quad (2.12a)$$

$$\begin{aligned} & \left(s(s + 2\Omega\mathbf{Z})^t \Phi^t \mathbf{C} \widehat{U}(s) - (s + 2\Omega\mathbf{Z})^t \Phi^t \mathbf{C} U_{\text{ini}} - {}^t \Phi^t \mathbf{C} V_{\text{ini}} \right) \\ & = \underbrace{\phi_0(\widehat{U}) + \Phi \mu^{-1} {}^t \Phi^t \mathbf{C} \widehat{U}}_{\phi_\infty(\widehat{U}(s))} - \Phi \left(s^2 + 2\Omega\mathbf{Z}s + \Omega^2 \right)^{-1} \mu^{-1} \dots \\ & \left(\Omega^2 {}^t \Phi^t \mathbf{C} \widehat{U}(s) + (s + 2\Omega\mathbf{Z})^t \Phi^t \mathbf{C} U_{\text{ini}} + {}^t \Phi^t \mathbf{C} V_{\text{ini}} \right) \end{aligned} \quad (2.12b)$$

Par la suite, nous prendrons la transformée inverse de Laplace de cette expression pour obtenir $\Phi(t)$ et sa dérivée seconde en temps afin de calculer $p(t)$.

Afin de tenir compte de l'amortissement du fluide, nous proposons maintenant d'introduire les "modes complexes". Dans le cas d'un fluide dissipatif, l'équation aux valeurs propres à résoudre est la suivante [Miras *et al.*, 2012] :

$$\exists \{ \mathbf{x}_i \neq \mathbf{0}, \lambda_i \} \in \mathbb{C}^N \times \mathbb{C}^*, \quad \left(\mathbf{F} + \lambda_i \mathbf{D}^F + \lambda_i^2 \mathbf{S} \right) \mathbf{x}_i = \mathbf{0} \quad (2.13)$$

On suppose ici que le fluide étant faiblement visqueux, les phénomènes dissipatifs n'entraînent pas de couplage entre les différents modes propres du liquide. Ainsi la matrice d'amortissement visqueux \mathbf{D}^F peut être considérée comme diagonale dans la base des modes de ballonnement. Les valeurs propres et modes propres complexes du liquide visqueux $\{ \lambda_i, \mathbf{x}_i \}$ peuvent être obtenus à partir des valeurs propres et des modes propres $\{ \omega_i, \phi_i \}$ du liquide conservatif (eq.2.6). En effet, le mode propre réel ϕ_i diagonalise la matrice d'amortissement \mathbf{D}^F et est donc identique au mode propre \mathbf{x}_i : $\mathbf{x}_i = \bar{\mathbf{x}}_i = \phi_i$. De plus, en construisant λ_i à partir de ω_i par cette relation :

$$\lambda_i = -\zeta_i \omega_i + j \tilde{\omega}_i \quad \text{avec} \quad \tilde{\omega}_i = \omega_i \sqrt{1 - \zeta_i^2} \quad (2.14)$$

on a la propriété :

$$\lambda_i^2 = -\omega_i^2 - 2\zeta_i \omega_i \lambda_i \quad (2.15)$$

qui, introduite dans l'équation (2.7), permet d'obtenir :

$${}^t \phi_i \mathbf{F} \phi_i + \lambda_i {}^t \phi_i \mathbf{D}^F \phi_i + \lambda_i^2 {}^t \phi_i \mathbf{S} \phi_i = \mu_i \omega_i^{-2} \left(\omega_i^2 + 2\zeta_i \omega_i \lambda_i + \lambda_i^2 \right) = 0 \quad (2.16)$$

Cela montre que λ_i , défini par l'équation (2.14), est la valeur complexe associée aux modes propres ϕ_i du fluide amorti.

Υ_i est défini comme la masse modale associée au mode ϕ_i (en accord avec la représentation au première ordre dans l'espace d'états de ce problème [Tisseur et Meerbergen, 2001, Saad, 1992]) :

$$\Upsilon_i = \left(-{}^t \phi_i \mathbf{F} \phi_i + \lambda_i^2 {}^t \phi_i \mathbf{S} \phi_i \right) = -2\mu_i \left(1 - \zeta_i^2 + j\zeta_i \sqrt{1 - \zeta_i^2} \right)$$

En utilisant les définitions de \mathbf{x}_i , λ_i et Υ_i , ainsi que les relations suivantes :

$$\lambda_i \bar{\lambda}_i = \omega_i^2 \quad (2.17a)$$

$$\Upsilon_i + \bar{\Upsilon}_i = -4\mu_i (1 - \zeta_i^2) \quad (2.17b)$$

$$\Upsilon_i \bar{\Upsilon}_i = 4\mu_i^2 (1 - \zeta_i^2) \quad (2.17c)$$

$$\lambda_i \Upsilon_i + \bar{\lambda}_i \bar{\Upsilon}_i = 8\mu_i \omega_i \zeta_i (1 - \zeta_i^2) \quad (2.17d)$$

$$\lambda_i \bar{\Upsilon}_i + \bar{\lambda}_i \Upsilon_i = 0 \quad (2.17e)$$

on peut montrer que :

$$\frac{1}{(s - \lambda_i) \Upsilon_i} + \frac{1}{(s - \bar{\lambda}_i) \bar{\Upsilon}_i} = -\frac{s + 2\zeta_i \omega_i}{\mu_i(s^2 + 2\zeta_i \omega_i s + \omega_i^2)} \quad (2.18a)$$

$$\frac{\lambda_i}{(s - \lambda_i) \Upsilon_i} + \frac{\bar{\lambda}_i}{(s - \bar{\lambda}_i) \bar{\Upsilon}_i} = \frac{\omega_i^2}{\mu_i(s^2 + 2\zeta_i \omega_i s + \omega_i^2)} \quad (2.18b)$$

Finalement, on obtient :

$$\widehat{\phi}(s) = \phi_\infty(\widehat{U}(s)) + \Phi \widehat{q}(s) + \Phi \widehat{\bar{q}}(s) \quad (2.19a)$$

avec

$$\begin{aligned} \widehat{q}(s) &= \lambda (s\mathbf{I} - \lambda)^{-1} \mathbf{\Upsilon}^{-1} \left(-{}^t\Phi {}^t\mathbf{C} \widehat{U} - \Omega^{-2} {}^t\Phi {}^t\mathbf{C} \mathbf{V}_{\text{ini}} \right) \dots \\ &\quad + (s\mathbf{I} - \lambda)^{-1} \mathbf{\Upsilon}^{-1} {}^t\Phi {}^t\mathbf{C} \mathbf{U}_{\text{ini}} \end{aligned} \quad (2.19b)$$

$$\begin{aligned} \widehat{\bar{q}}(s) &= \bar{\lambda} (s\mathbf{I} - \bar{\lambda})^{-1} \bar{\mathbf{\Upsilon}}^{-1} \left(-{}^t\Phi {}^t\mathbf{C} \widehat{U} - \Omega^{-2} {}^t\Phi {}^t\mathbf{C} \mathbf{V}_{\text{ini}} \right) \dots \\ &\quad + (s\mathbf{I} - \bar{\lambda})^{-1} \bar{\mathbf{\Upsilon}}^{-1} {}^t\Phi {}^t\mathbf{C} \mathbf{U}_{\text{ini}} \end{aligned} \quad (2.19c)$$

La réponse temporelle du liquide est obtenue par la transformation inverse de Laplace des coefficients $\widehat{q}(s)$, $\widehat{\bar{q}}(s)$ donnés par l'équation (2.19) :

$$\begin{aligned} \mathbf{q}(t) &= -\lambda e^{\lambda t} h(t) * \mathbf{\Upsilon}^{-1} {}^t\Phi {}^t\mathbf{C} \mathbf{U}(t) \dots \\ &\quad + e^{\lambda t} \mathbf{\Upsilon}^{-1} \left(-\lambda \Omega^{-2} {}^t\Phi {}^t\mathbf{C} \mathbf{V}_{\text{ini}} + {}^t\Phi {}^t\mathbf{C} \mathbf{U}_{\text{ini}} \right) h(t) \end{aligned} \quad (2.20)$$

Ainsi, l'expression de $\phi(t)$ est directement obtenue :

$$\phi(t) = \phi_\infty(\mathbf{U}(t)) + 2 \text{Re} [\Phi \mathbf{q}(t)] \quad (2.21)$$

La valeur de $\phi(t)$ peut être facilement obtenue à partir de cette relation, soit par intégration numérique du produit de convolution, soit à partir d'une expression analytique si le déplacement appliqué $U(t)$ est simple.

La dérivée seconde de $\phi(t)$ est utilisée pour obtenir l'expression de $p(t)$. Finalement, l'expression obtenue pour $p(t)$ est :

$$\mathbf{p}(t) = \mathbf{p}_\infty(\mathbf{U}(t)) + 2 \text{Re} [\mathbf{p} \mathbf{q}(t)] + 2 \text{Re} [\Phi \mathbf{r}(t)] \quad (2.22)$$

$$\text{avec } \mathbf{p} = -\rho^F \Phi \lambda^2 \quad (2.23)$$

$$\mathbf{r}(t) = \rho^F \lambda \mathbf{\Upsilon}^{-1} \left(\lambda {}^t\Phi {}^t\mathbf{C} \mathbf{U}(t) + {}^t\Phi {}^t\mathbf{C} \dot{\mathbf{U}}(t) \right) \quad (2.24)$$

$$\mathbf{p}_\infty(\mathbf{U}(t)) = -\rho^F \phi_\infty(\ddot{\mathbf{U}}(t)) + \boldsymbol{\pi}(\mathbf{U}(t)) \quad (2.25)$$

2.1.1.3 Forces globales appliquées à la structure

A partir de la première équation du système (eq.2.1), il est possible de calculer le vecteur de force extérieure \mathbf{f} nécessaire pour imposer le déplacement de la structure $\mathbf{U}(t)$:

$$\mathbf{f} = \mathbf{K}_g^S \mathbf{U} + \mathbf{D}^S \dot{\mathbf{U}} + \mathbf{M}^S \ddot{\mathbf{U}} - \mathbf{C} \ddot{\phi} \quad (2.26)$$

Cette donnée est très intéressante car elle est facilement obtenue de manière expérimentale et numérique. Connaissant l'expression de $\mathbf{p}(t)$ (eq.2.22) et la relation $\mathbf{p}(t) = -\rho^F \ddot{\phi}(t) + \boldsymbol{\pi}$, on en déduit la valeur $\ddot{\phi}(t)$:

$$\ddot{\phi}(t) = \phi_\infty(\ddot{U}(t)) - \frac{2}{\rho^F} \operatorname{Re} [\mathbf{p} \mathbf{q}(t)] - \frac{2}{\rho^F} \operatorname{Re} [\Phi \mathbf{r}(t)] \quad (2.27)$$

La matrice de masse ajoutée hydro-élastique \mathbf{M}_∞^F est définie dans [Morand et Ohayon, 1995] par :

$$\mathbf{M}_\infty^F \mathbf{U} = -\mathbf{C} \phi_\infty(\mathbf{U}) \quad (2.28)$$

La relation (2.26) peut être écrite :

$$\mathbf{f} = \mathbf{K}_g^S \mathbf{U} + \mathbf{D}^S \dot{\mathbf{U}} + (\mathbf{M}^S + \mathbf{M}_\infty^F) \ddot{\mathbf{U}} + \frac{\mathbf{C}}{\rho^F} \left(\operatorname{Re} [\mathbf{p} \mathbf{q}(t)] + \operatorname{Re} [\Phi \mathbf{r}(t)] \right) \quad (2.29)$$

Dans le cas particulier où le mouvement forcé de la structure est un déplacement de corps rigide, le mouvement ne dissipe pas d'énergie dans la structure, nous avons donc $\mathbf{D}^S \dot{\mathbf{U}} = 0$. De plus, comme il a été vu dans des travaux précédents [Schotte et Ohayon, 2002], les mouvements de translation quasi-statique gardant le système fluide-structure invariant, nous avons donc :

$$\mathbf{U} = \text{translation} \implies {}^t\mathbf{U} \mathbf{K}_g^S \mathbf{U} = 0 \quad (2.30)$$

Ainsi, si $\mathbf{U}(t)$ est un mouvement de translation unitaire \mathbf{t} , modulé par une amplitude $U(t)$, la force résultante, projetée sur cette direction, notée F_t , est donnée par :

$$F_t = {}^t\mathbf{t} \mathbf{f} = (m^S + {}^t\mathbf{t} \mathbf{M}_\infty^F \mathbf{t}) \ddot{U} + \frac{{}^t\mathbf{t} \mathbf{C}}{\rho^F} \left(\operatorname{Re} [\mathbf{p} \mathbf{q}(t)] + \operatorname{Re} [\Phi \mathbf{r}(t)] \right) \quad (2.31)$$

où $m^S = {}^t\mathbf{t} \mathbf{M}^S \mathbf{t}$ est la masse de la structure et les coefficients $\mathbf{q}(t)$ et $\mathbf{r}(t)$ sont donnés par (eq.2.20) et (eq.2.24) avec $\mathbf{U}(t) = U(t) \mathbf{t}$. Le terme ${}^t\mathbf{t} \mathbf{M}_\infty^F \mathbf{t}$ représente la masse non ballottante du liquide pour un mouvement du réservoir dans cette direction \mathbf{t} , aussi appelée *masse ajoutée* du fluide.

2.1.2 Présentation du code CFD - ANSYS Fluent

Dans ce chapitre, le code CFD employé est le code commercial FLUENT (v14.5) développé par la société ANSYS.

2.1.2.1 Principe de fonctionnement

Ce code CFD a pour but de faciliter les études liées à la mécanique des fluides dans le domaine de l'ingénierie. Grâce à l'intégration de composants divers, il permet de traiter des problèmes d'écoulement fluide, de transfert de chaleur et de déformations. Le principe de fonctionnement est généralement le même quel que soit le code CFD commercial utilisé. Dans un premier temps, le phénomène physique est étudié puis la construction d'un modèle mathématique composé d'équations différentielles partielles et de conditions limites physiques est utilisé puis formulé sous forme de problème numérique. Cette formulation comprend la construction d'un maillage, les choix des schémas temporels et spatiaux, l'établissement des conditions initiales et des conditions limites

numériques ainsi que la résolution des équations du modèle mathématique. Le lancement du calcul permet d'obtenir une solution si le problème numérique est stable et atteint une convergence.

Afin d'obtenir une solution numérique, l'étape de discrétisation des équations différentielles partielles et l'étape de résolution des équations algébriques doivent être correctement définies. La discrétisation peut être réalisée avec différentes formes d'équations telles que les formes intégrales différentielles, conservatives ou non conservatives. Ce logiciel est basé sur la **MVF**, en utilisant le théorème de la divergence, les intégrales de volume dans les équation différentielles partielles sont converties en intégrales de surface. Avec des conditions aux limites et des conditions initiales appropriées, la résolution d'un système d'équations algébriques sur le domaine discrétisé ré-solvable par ordinateur est possible. Afin d'obtenir une solution aux équations discrétisées, un solveur d'équations est utilisé pour fournir une solution aux équations algébriques. Deux types de solvers existent, les résolutions directes et les résolutions itératives. La résolution itérative est utilisée dans notre étude car l'augmentation du nombre d'itérations permet une approximation proche de la solution exacte.

Dans cette section, la méthode **CFD** est utilisée pour étudier le comportement du sloshing dans un réservoir rectangulaire soumis à une excitation extérieure connue. Cette excitation est appliquée par l'implantation de *User Defined Function (UDF)* codée en langage C et spécifique à Fluent. La méthode **VOF** est utilisée pour traquer la surface libre entre l'air et l'eau qui sont les deux fluides considérés dans notre cas d'étude.

Nous allons introduire brièvement les équations qui régissent ce problème, puis nous exposerons les paramètres numérique utilisés. Dans les sections suivantes, l'approche non-linéaire sera validée sur différents cas d'étude avec l'approche linéaire présenté dans la section 2.1.

2.1.2.2 Modèle mathématique

Méthode Volume Of Fluid **VOF**

La méthode VOF a été choisie dans cette étude afin de capturer la surface libre ballottante. Cette méthode utilise une fonction caractéristique, nommée A , pour capturer la surface libre. A est définie comme une fonction temporelle qui représente la fraction volumique de fluide de chaque cellule. Elle est définie en 3D de la manière suivante :

$$A(x, y, z, t) = \begin{cases} 1 & \text{cellule pleine} \\ 0 < \dots < 1 & \text{cellule contenant la surface libre} \\ 0 & \text{cellule vide} \end{cases} \quad (2.32)$$

L'équation d'advection pour A est :

$$\frac{dA}{dt} = \frac{\partial A}{\partial t} + (\vec{u} \cdot \vec{\nabla})A = 0 \quad (2.33)$$

où u désigne la vitesse. La direction normale de la surface libre peut être obtenue en calculant le gradient de A . La surface libre peut ainsi être déterminée approximativement par des schémas de reconstruction.

Équations régissant le problème

Le phénomène de sloshing dans un réservoir rigide partiellement rempli de fluide et en tenant compte d'une écoulement de fluide visqueux est régi par les équations de Navier-Stokes (2.34) et

les équations de continuité (2.35).

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \nabla \cdot (\mathbf{u}\mathbf{u}) = -\frac{1}{\rho} \nabla p + \nabla \cdot \left[\frac{\mu}{\rho} (\nabla \mathbf{u} + \nabla \mathbf{u}^T) \right] + \rho \mathbf{g} + \mathbf{F} \quad (2.34)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0 \quad (2.35)$$

où \mathbf{u} et p représentent respectivement la vitesse et la pression. ρ désigne la densité et \mathbf{g} le terme de gravité. \mathbf{F} et μ sont respectivement la *body force*¹ et la viscosité du mélange.

Dans notre étude, les effets localisés de turbulence pendant le sloshing ne devraient pas affecter le comportement globale du fluide et donc le modèle laminaire est utilisé. Afin de vérifier cette hypothèse, les équations de Navier-Stokes moyennées seront résolues avec un modèle de turbulence $k\omega - SST$. Le modèle de turbulence $k\omega - SST$ utilise le modèle $k\omega$ en zone de proche paroi et le modèle $k - \epsilon$ dans les zones loin des parois à nombre de Reynolds important. Le modèle $k - \epsilon$ étant connu pour avoir une bonne prédiction loin des parois et le modèle $k\omega$ étant reconnu pour être précis en proche paroi.

2.1.2.3 Implémentation numérique

Résolution spatiale

Dans un premier temps, le domaine est divisé en un nombre fini de petits volumes appelés des *Control Volume (CV)*. L'écoulement ayant une direction privilégiée, un maillage composé d'éléments 3D hexaédraux est utilisé. Un raffinement des cellules est imposé en proche paroi afin d'améliorer la détermination de la hauteur de surface libre sur la paroi gauche du réservoir.

Résolution temporelle

L'étude du sloshing requiert un calcul transitoire. La dérivée temporelle peut être discrétisée au travers de plusieurs schémas. Dans notre cas, le schéma implicite de premier ordre est employé. Le pas de temps est fixé à 1×10^{-3} seconde.

Phases

L'eau et l'air sont considérés comme deux fluides non miscibles. L'air est considéré dans nos calculs comme la première phase et l'eau la seconde.

Pression-vitesse

L'algorithme utilisé pour le terme couplé pression-vitesse est l'algorithme *Pressure-Implicit-Splitting Operator (PISO)*.

Schéma de reconstruction de la surface libre Le modèle multiphase avec la méthode **VOF** est utilisé. La reconstruction de l'interface est effectuée par l'algorithme **Geo-reconstruct**.

Résidus

Après une étude préliminaire, il a été décidé de fixer l'ensemble des résidus à 10^{-6} .

1. Terme d'accélération appliqué au domaine fluide

Accélération et conditions initiales

L'accélération est imposée par un UDF. A $t = 0$, le fluide est supposé au repos et la pression de l'air dans la cuve est égale à la pression atmosphérique, le fluide étant à la pression hydrostatique.

Post-Traitement

En sortie de calculs, les valeurs observées sont la hauteur de la surface libre sur le bord gauche de la cuve et les forces globales engendrées par le mouvement du fluide. Ces deux quantités sont obtenus grâce à deux UDF parallélisés.

Les autres paramètres sont laissés par défaut et sont détaillés par le Guide d'utilisation de Fluent [ref, d].

2.2 Validation du modèle linéaire et du modèle CFD

2.2.1 Description du cas de validation

Afin de valider notre modèle CFD et le modèle semi-analytique, un cas test proposé initialement par INSEAN (Italian Ship Model Basin) [Colagrossi *et al.*, 2004, Colagrossi *et al.*, 2006b] est utilisé. Un réservoir parallélépipédique (longueur $L = 1$ m, hauteur $H = 1$ m et largeur $b = 0.1$ m) est rempli d'eau jusqu'à une hauteur de $h = 0.5$ m. Le taux de remplissage est donc de $h/H = 0.5$. Le fluide est considéré parfait et la gravité est de $g = 9.81 \text{ m.s}^{-2}$.

L'intérêt de ce cas d'étude est qu'il a été largement utilisé pour comparer des formulations linéaires et non-linéaires [Frandsen, 2004, González *et al.*, 2012]. Les résultats des deux modèles présentés précédemment sont confrontés aux résultats obtenus par Frandsen avec un modèle de second ordre de la théorie des petites perturbations (linéaire) et un modèle non linéaire (pour des vagues 2-D idéalisé, utilisant une modification de σ -transformation) [Frandsen, 2004].

Un mouvement de translation harmonique rigide est appliqué au réservoir avec une amplitude a_h et une fréquence $f_h = \omega_h/2\pi$:

$$\mathbf{U}(t) = a_h \cos(\omega_h t) \mathbf{i} \quad (2.36)$$

où \mathbf{i} est le vecteur de déplacement correspondant à une translation horizontale unitaire dans la direction longitudinal de la cuve. Le maillage utilisé pour l'étude non-linéaire est un maillage 2D structuré composé de 500000 cellules hexahédriques. L'amplitude de mouvement de la surface libre est très faible dans cette étude, cette taille de maille a été jugée nécessaire pour estimer sa position à $\pm 2\text{mm}$.

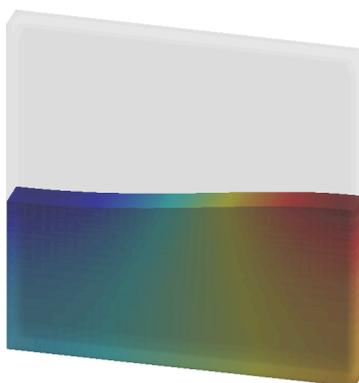


FIGURE 2.2 – Premier mode propre de sloshing ($f_1 = 0.77 Hz$), image issue du code linéaire

2.2.2 Résultats obtenus

Deux cas sont considérés et décrits dans le tableau 2.1. Les deux cas sont des études hors résonance avec respectivement une fréquence d'excitation 30% plus petite et 30% plus grande que la première fréquence naturelle du liquide $f_1 = \omega_1/2\pi = 0.846 Hz$ (cf. Fig. 2.2). Cependant pour le premier cas, l'amplitude d'excitation est plus petite (environ 2.5 mm) et la réponse du liquide semble linéaire, contrairement au second où l'amplitude d'excitation est plus importante (environ 15 mm) et certaines différences sont observables entre les résultats linéaire et non linéaire [Frandsen, 2004].

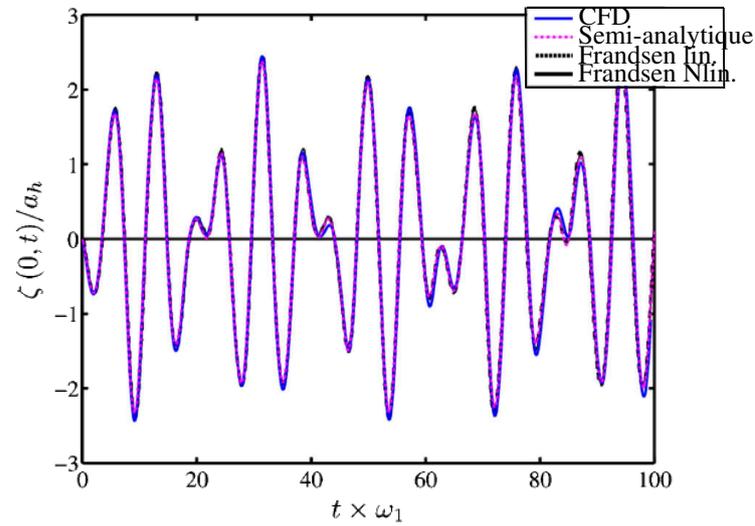
Les résultats présentés figure 2.3 représentent la réponse transitoire du liquide (en terme d'élévation de la surface libre sur la paroi gauche de la cuve) pendant les 20 premières secondes d'excitation.

	a_h	f_h	$\frac{\omega_h}{\omega_1}$
case 1	2.547 mm	0.5925 Hz	0.7
case 2	14.78 mm	1.100 Hz	1.3

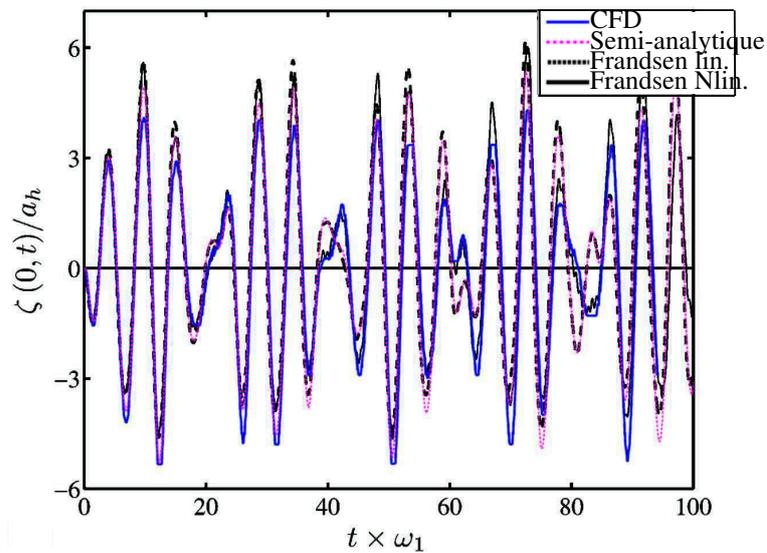
TABLE 2.1 – Description des deux cas de calcul

L'amplitude de réponse non dimensionnelle de la surface libre ζ/a_h est tracée en fonction du temps adimensionné $t\omega_1$. Les résultats semi-analytiques ont été obtenus en considérant $\zeta = \nabla\phi \cdot \mathbf{i}_z$ et en utilisant l'expression de $\phi(t)$ (eq.2.21). Dans le premier cas, la figure 2.3(a) montre un accord quasi-parfait entre les quatre calculs. Cependant, dans le second cas, les résultats des deux modèles linéaires et des deux modèles non linéaires sont cohérents deux à deux mais donnent des résultats différents selon la théorie utilisée.

Non seulement ces observations permettent de valider nos modèles mais confirment également que le cas des petites amplitudes (cas 1) peut être traité par la théorie linéaire et que le second (grande amplitude) nécessite une résolution par une approche non linéaire.



(a) cas 1 ($\kappa_h = 0.0036$ et $\omega_h/\omega_1 = 0.7$)



(b) cas 2 ($\kappa_h = 0.072$ et $\omega_h/\omega_1 = 1.3$)

FIGURE 2.3 – Réponse transitoire du liquide en terme d'élévation de la surface libre sur la paroi gauche de la cuve. Comparaison entre modèle CFD (-), formulation semi-analytique (..), le modèle linéaire de Frandsen (- -) et l'approche non-linéaire de Frandsen (-)

2.3 Comparaison des deux modèles sur une cuve

2.3.1 Description du cas de comparaison

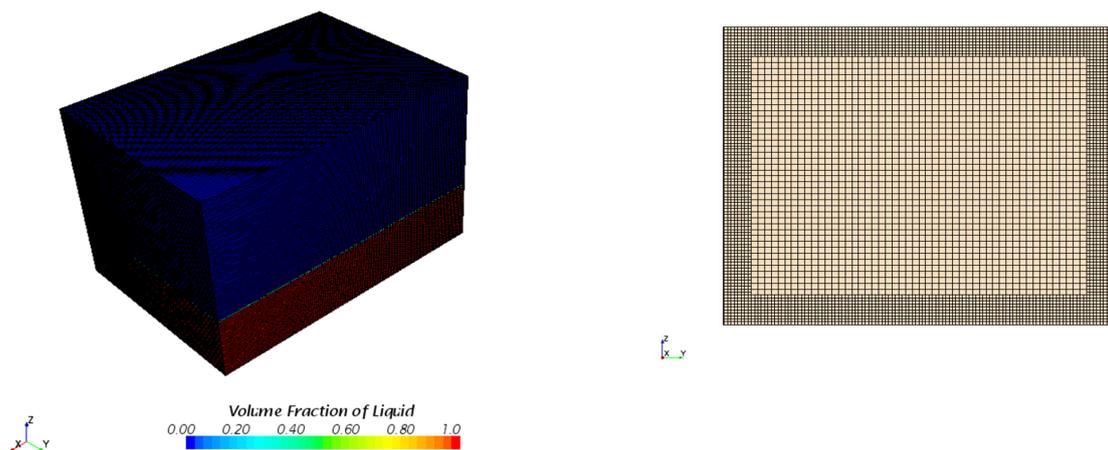
Le but est de comparer les forces globales appliquées à la structure obtenues par notre modèle **CFD** et notre modèle semi-analytique. La cuve considérée ici a été fabriquée en Plexiglas épais et les dimensions correspondent à un petit réservoir à carburant ayant une forme très simplifiée (longueur $L = 0.5$ m, largeur $b = 0.35$ m et hauteur $H = 0.3$ m, épaisseur $e = 0.02$ m). Elle est partiellement remplie d'un liquide ayant une viscosité 100 fois supérieure à l'eau (viscosité cinématique $\nu = 10^{-4}$) et soumis à un mouvement harmonique horizontal proche de la première fréquence propre du ballonnement. Le fluide est considéré incompressible et de masse volumique $\rho^F = 1000$. kg.m⁻³. La hauteur de remplissage est fixée à $h = 0.1$ m.

2.3.2 Validation de l'hypothèse d'écoulement laminaire

Une vérification dans le code **CFD** que la résolution de la turbulence ne modifie pas les forces globales est illustrée figure 2.5. En comparant les résultats de forces globales à la première fréquence de résonance avec l'utilisation d'un modèle de turbulence $k\omega$ SST et l'absence de modèle, nous validons la non prise en compte de modèles de turbulences pour les calculs suivants. Dans la même figure, la convergence du maillage est vérifiée sur deux maillages présentés dans le tableau 2.2.

	Type de cellules	Taille minimale	Taille maximale	Nombre de cellules
Grille 1	hexaédrique	4 mm	8 mm	482832
Grille 2	hexaédrique	3 mm	6 mm	946400

TABLE 2.2 – Maillages utilisés par le code non-linéaire Fluent



(a) Vue 3D de la cuve maillée avec des cellules hexaédriques (Grille 2) et partiellement rempli $h = 0.1$ m

(b) Plan de coupe de la cuve maillée en cellules hexaédriques (Grille 2)

FIGURE 2.4 – Maillages pour la résolution du modèle non linéaire

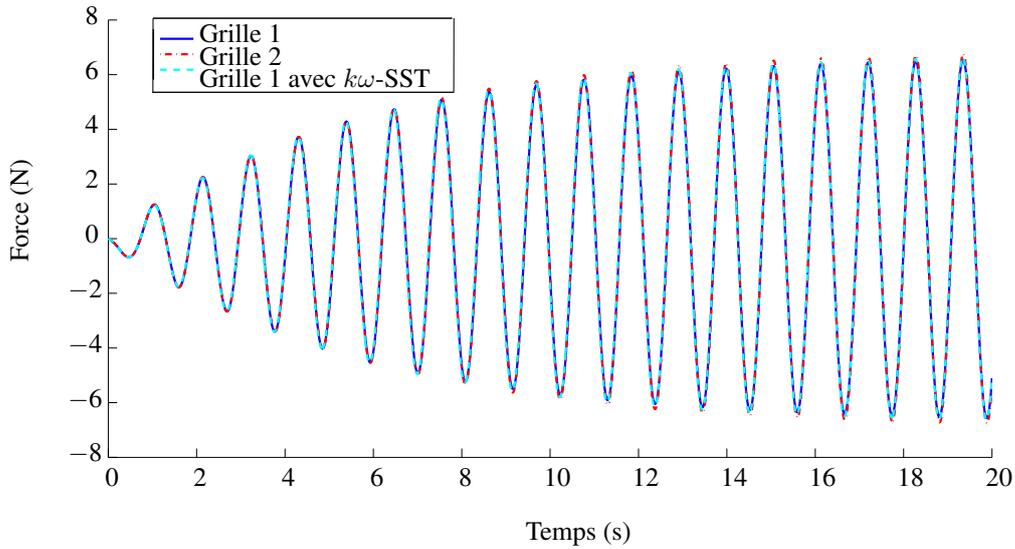


FIGURE 2.5 – Forces longitudinales globales pendant un mouvement harmonique à la première fréquence propre de sloshing et avec une amplitude d’excitation de 1. mm. Petit maillage (-) modèle $k\omega$ -SST(.) sur maillage grossier et calcul sans modèle de turbulence sur maillage grossier (-).

2.3.3 Estimation du coefficient d’amortissement du fluide

La viscosité étant directement prise en compte dans le modèle CFD, il est nécessaire d’évaluer un coefficient d’amortissement dans le modèle semi-analytique.

Pour évaluer ce coefficient d’amortissement modal formant la matrice \mathbf{Z} (eq. 2.9) dans le modèle semi-analytique, différentes méthodes peuvent être employées :

- mesures expérimentales [Arndt et Dreyer, 2008]
- approche semi-analytique [Miras *et al.*, 2012, Wang *et al.*, 2006]
- simulations CFD

Cette dernière a été choisie afin d’assurer une cohérence entre nos deux modèles. A partir des résultats CFD obtenus pour une réponse libre du fluide après une excitation à la première fréquence propre de ballotement, le coefficient d’amortissement du premier mode de ballotement ζ_1 est déterminé soit par le calcul du décrément logarithmique des maximums (ou minimum) de réponse, soit par une régression non linéaire résultant d’une fonction $\alpha \exp(-\beta t) \sin(\gamma t + \delta)$. Dans ce cas le coefficient modal est donnée par la formule suivante :

$$\zeta = \frac{1}{\sqrt{1 + (\gamma/\beta)^2}} \quad (2.37)$$

Les différentes valeurs obtenues sont illustrées sur la figure 2.6. La valeur $\zeta_1 = 0.026$ est utilisée par la suite.

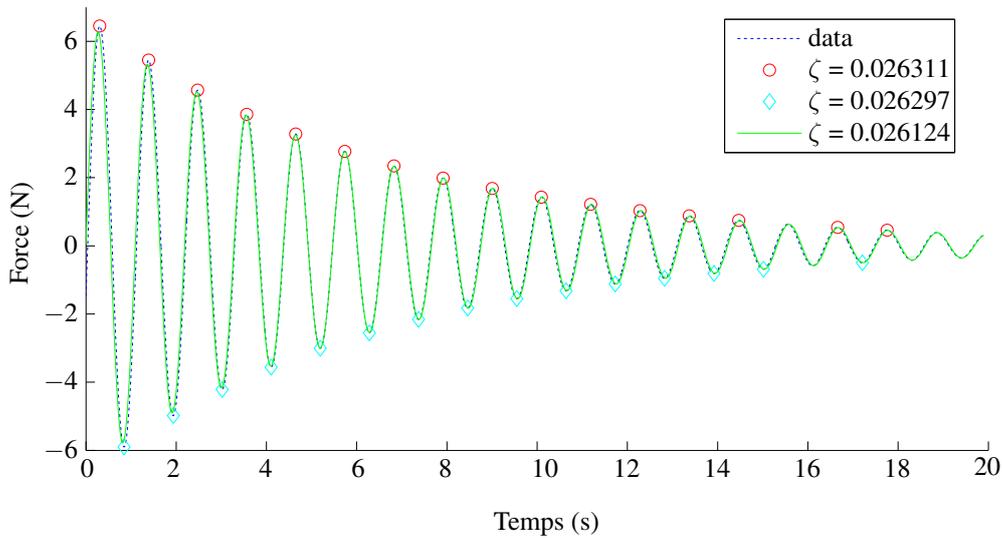


FIGURE 2.6 – Coefficient d’amortissement

2.3.4 Application à deux cas d’étude

La cuve est sollicitée suivant l’axe longitudinal avec un déplacement harmonique donné en fonction du temps :

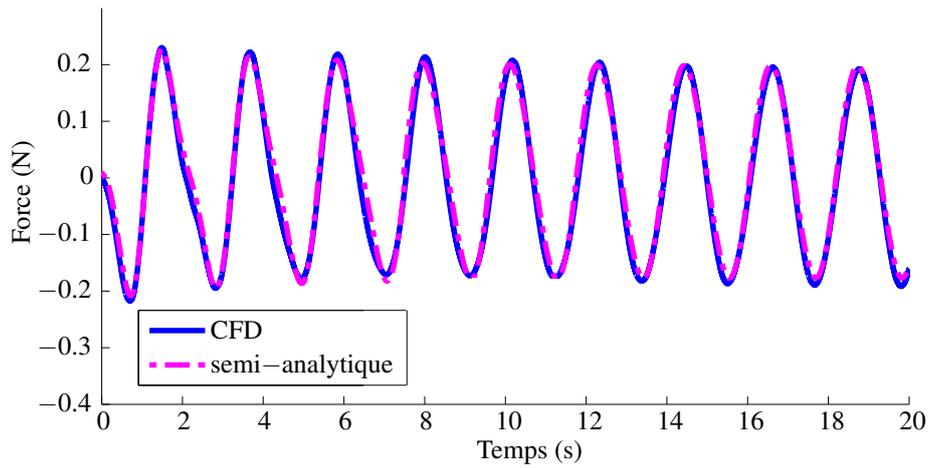
$$U(t) = a_h \sin(\omega_h t) \mathbf{i} \quad (2.38)$$

où $a_h = 1$. mm désigne l’amplitude de déplacement, ω_h et t correspondent respectivement à la fréquence d’excitation et au temps.

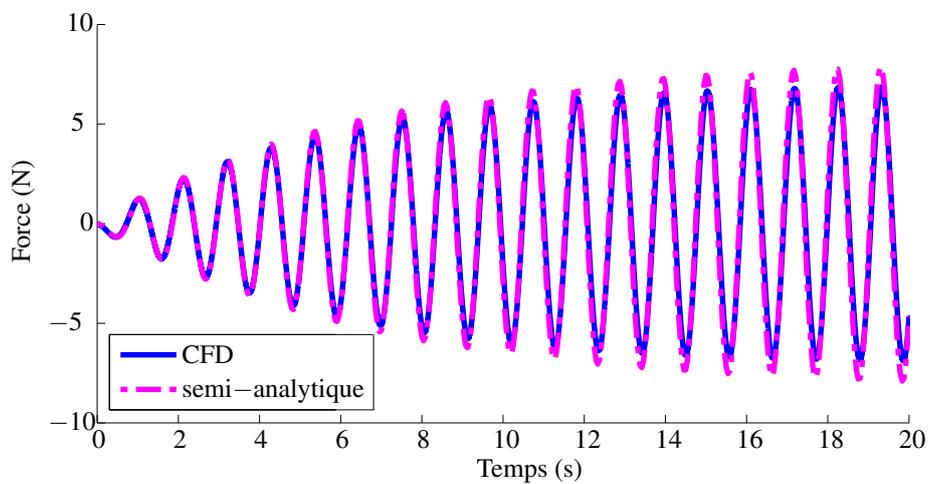
Dans l’approche semi-analytique, la force globale longitudinale est obtenue par l’équation (2.31) et pour le modèle CFD l’utilisation d’UDF spécifique est requise.

Pour le cas hors résonance, figure 2.7(a), les deux modèles donnent des résultats similaires. Néanmoins lorsque la fréquence d’excitation est égale à la première fréquence naturelle du sloshing, une légère différence d’amplitude (Fig. 2.7(b)) due aux non-linéarités de la force globale est observable. Le premier cas peut être traité par des approches linéaires, cependant, proche de la fréquence de résonance, ces théories ne sont plus suffisantes. C’est pourquoi le second modèle nécessite une résolution par une approche non linéaire.

En tenant compte de l’énergie de dissipation induite par le fluide au travers d’un coefficient d’amortissement modal dans le modèle semi-analytique, les résultats de nos deux modèles sont en accord pour des études de sloshing linéaire. Il serait très intéressant de pouvoir prédire quand un cas de sloshing harmonique dans un réservoir parallélépipédique peut être résolu avec une théorie linéaire et quand il doit être résolu avec un modèle non-linéaire. C’est l’objet de la section suivante.



(a) $\omega_h/\omega_1 = 0.5$



(b) $\omega_h/\omega_1 = 1$

FIGURE 2.7 – Force globale longitudinale pendant un mouvement harmonique avec une amplitude d'excitation de 1. mm. Comparaison entre modèle CFD (-) et formulation semi-analytique (..)

2.4 Proposition d'un paramètre de linéarité distinguant les cas de *sloshing linéaire* et les cas de *sloshing non-linéaire*

2.4.1 Définition d'un paramètre de linéarité

En se basant sur l'article [Frandsen, 2004], dans le cas d'une excitation harmonique à une fréquence ω , d'amplitude a , un premier coefficient de linéarité représentant la pente des vagues à la surface du liquide est proposé :

$$\kappa = \frac{h}{l} = \frac{\omega^2 a}{g} \quad (2.39)$$

où h est une longueur caractéristique de l'amplitude de la réponse du liquide, soit dans notre cas la hauteur des vagues. l est une longueur caractéristique des dimensions spatiales, soit la longueur d'onde des mouvements de la surface libre du liquide. Ces différents paramètres sont illustrés figure 2.8.

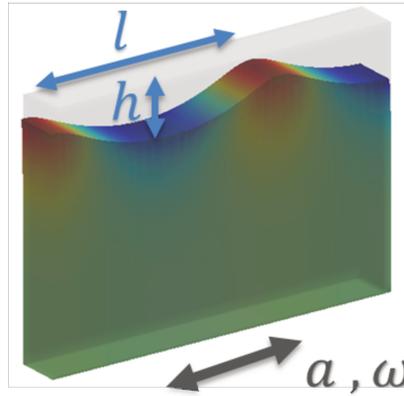


FIGURE 2.8 – Schéma de la cuve partiellement remplie de fluide décrivant le modèle linéaire présenté

Cependant, ce paramètre de linéarité κ ne dépend pas de la fréquence de ballonnement. Or, dans le sloshing qui est un phénomène à caractère résonant, la fréquence de ballonnement est un critère très important pour déterminer la linéarité ou non du phénomène. C'est pourquoi un paramètre de linéarité tenant compte de cette fréquence est proposé dans cette étude.

En reprenant la démarche de l'article [Frandsen, 2004] et en utilisant la conservation de masse, l'équation d'Euler du fluide peut s'écrire :

$$\frac{d}{dt}(\rho^F \mathbf{v}^F) = \rho^F \frac{\partial \mathbf{v}^F}{\partial t} + \rho^F (\mathbf{v}^F \cdot \nabla_x) \mathbf{v}^F \quad (2.40)$$

Dans la linéarisation de cette équation, le terme convectif non linéaire en $(\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v}$ est négligé vis à vis du terme d'accélération locale. Afin de déterminer les ordres de grandeur relatifs de ces termes, une étude dimensionnelle est proposée. On introduit les variables adimensionnelles suivantes :

$$\tilde{t} = \omega t \quad , \quad \tilde{\mathbf{u}} = \frac{\mathbf{u}^F}{h} \quad , \quad \tilde{\mathbf{v}} = \frac{\mathbf{v}^F}{h\omega} \quad , \quad \tilde{\mathbf{x}} = \frac{\mathbf{x}}{l} \quad (2.41)$$

d'où

$$\tilde{\mathbf{v}} = \frac{\mathbf{v}^F}{h\omega} \quad (2.42)$$

et

$$\tilde{\mathbf{x}} = \frac{\mathbf{x}}{l} \quad (2.43)$$

où ω représente une fréquence caractéristique du mouvement de ballonnement du liquide (la fréquence propre ou la fréquence d'excitation). Le terme de quantité de mouvement de l'équation d'Euler ($\frac{\partial \mathbf{v}^F}{\partial t} + (\mathbf{v}^F \cdot \nabla_{\mathbf{x}}) \mathbf{v}^F$) peut s'écrire de manière adimensionnée sous la forme :

$$\frac{\partial \tilde{\mathbf{v}}}{\partial t} + \frac{h}{l} (\tilde{\mathbf{v}} \cdot \nabla_{\tilde{\mathbf{x}}}) \tilde{\mathbf{v}} \quad (2.44)$$

Cela prouve que, si le rapport $\kappa = h/l$, est petit devant 1, alors le terme non linéaire de convection peut être négligé dans le terme de quantité de mouvement du liquide [Frandsen, 2004] :

$$\kappa = \frac{h}{l} \ll 1 \implies (\mathbf{v}^F \cdot \nabla_{\mathbf{x}}) \mathbf{v}^F \ll \frac{\partial \mathbf{v}^F}{\partial t} \implies \frac{d}{dt} (\rho^F \mathbf{v}^F) \simeq \rho^F \frac{\partial \mathbf{v}^F}{\partial t} \quad (2.45)$$

Dans le cas d'une excitation harmonique à une fréquence ω , avec une amplitude a et en négligeant le régime transitoire, la réponse en déplacement du liquide est calculé à l'aide du gradient de la formule (2.1.1.2) :

$$\mathbf{u}^F(\omega) = \mathbf{u}_{\infty}^F(\mathbf{u}^S) + \sum_{j=1}^n \frac{1}{1 - \frac{\omega^2}{\omega_j^2} + 2i \zeta_j \frac{\omega}{\omega_j}} \frac{\int_{\Sigma} \rho^F \varphi_j \mathbf{n} \cdot \mathbf{u}^S d\Sigma_{\mathbf{x}}}{\int_{\Omega^F} \rho^F \nabla_{\mathbf{x}} \varphi_j \cdot \nabla_{\mathbf{x}} \varphi_j d\Omega_{\mathbf{x}}} \nabla_{\mathbf{x}} \varphi_j \quad (2.46)$$

En introduisant des variables adimensionnelles supplémentaires :

$$\tilde{\mathbf{u}}^S = \frac{\mathbf{u}^S}{a}, \quad \tilde{\varphi} = \frac{\varphi}{b} \quad (2.47)$$

nous montrons que

$$(\tilde{\mathbf{u}}^F - \tilde{\mathbf{u}}_{\infty}^F) h = \sum_{j=1}^n \frac{a}{1 - \frac{\omega^2}{\omega_j^2} + 2i \zeta_j \frac{\omega}{\omega_j}} \frac{\int_{\Sigma} \tilde{\varphi}_j \mathbf{n} \cdot \tilde{\mathbf{u}}^S d\Sigma_{\tilde{\mathbf{x}}}}{\int_{\Omega^F} \nabla_{\tilde{\mathbf{x}}} \tilde{\varphi}_j \cdot \nabla_{\tilde{\mathbf{x}}} \tilde{\varphi}_j d\Omega_{\tilde{\mathbf{x}}}} \nabla_{\tilde{\mathbf{x}}} \tilde{\varphi}_j \quad (2.48)$$

Le terme prépondérant dans cette somme est celui pour lequel ω est le plus proche de ω_j . On peut donc déduire que l'amplitude du mouvement de surface libre du liquide h est de l'ordre de l'amplitude de l'excitation a , multipliée par un coefficient d'amplification $Q_j(\omega)$ donné par

$$h \propto a Q_j(\omega) \quad \text{avec} \quad Q_j(\omega) = \left| \frac{1}{1 - \frac{\omega^2}{\omega_j^2} + 2i \zeta_j \frac{\omega}{\omega_j}} \right| = \frac{1}{\sqrt{\left(1 - \frac{\omega^2}{\omega_j^2}\right)^2 + 4 \zeta_j^2 \frac{\omega^2}{\omega_j^2}}} \quad (2.49)$$

La fonction $Q_j(\omega)$ est présentée dans la figure 2.9. Ainsi, on a :

si $\omega \simeq \omega_j$: $h \propto a/\zeta_j$,

si $\omega \gg \omega_j$: $h \propto a/\omega^2$,

sinon : $h \propto a$

On peut démontrer par ailleurs que la longueur d'onde l des vagues à la surface d'un liquide vaut $2\pi/k$, où le nombre d'onde k est en ω^2/g [Dodge et al., 2000], ainsi le critère de linéarité κ défini par 2.45 s'écrit finalement (dans le cas d'une excitation à fréquence ω , d'amplitude a) :

$$\kappa = \frac{h}{l} = \frac{a \omega^2 Q_j(\omega)}{g} \ll 1 \implies (\mathbf{v}^F \cdot \nabla_{\mathbf{x}}) \mathbf{v}^F \ll \frac{\partial \mathbf{v}^F}{\partial t} \quad (2.50)$$

Ce paramètre κ est utile dans le cas de solshing dans un réservoir rectangulaire soumis à un déplacement harmonique forcé. Il permet d'éviter l'utilisation coûteuse de code non-linéaire si il est très petit devant 1.

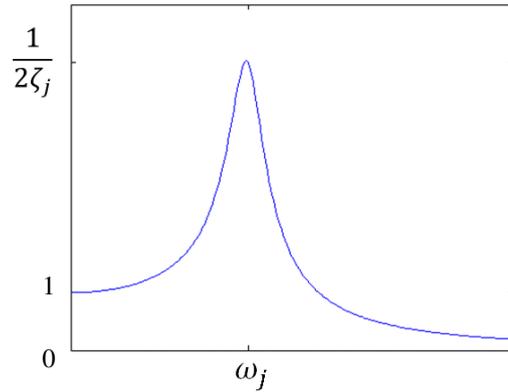


FIGURE 2.9 – Fonction $Q_j(\omega)$

2.4.2 Validation du paramètre de linéarité

Si on applique ce critère aux deux cas de validation proposés précédemment dans la section 2.2, on constate dans le tableau (tableau 2.3) que dans le premier cas, on a $\kappa = 0.007 \ll 1$, donc le critère de linéarité est vérifié. Alors que dans le second cas, on a $\kappa = 0.105 \simeq 1$, ce qui invalide l’hypothèse de linéarité. En comparant les résultats obtenus précédemment avec notre formulation linéarisée (figures 2.3 (a) et (b)) à ceux de simulations non linéaires (le modèle non linéaire proposé par Frandsen [Frandsen, 2004] ou une simulation temporelle CFD sous Fluent[®]), on vérifie en effet sur les figures 2.3(a) et 2.3(b) que des différences apparaissent dans le second cas alors que les courbes sont parfaitement superposées dans le premier cas.

	$a_h(mm)$	$\omega_h(Hz)$	$\frac{\omega_h}{\omega_1}$	κ
Cas 1	2.547	0.593	0.7	0.007
Cas 2	14.78	1.100	1.3	0.105

TABLE 2.3 – Paramètre κ pour les cas étudiés dans la section 2.2

Nous obtenons les mêmes constatations dans le tableau 2.4 pour l’étude présentée dans la section 2.3, dans le premier cas, on a $\kappa = 0.001 \ll 1$, donc le critère de linéarité est vérifié, alors que dans le second cas, on a $\kappa = 0.135 \simeq 1$, ce qui invalide l’hypothèse de linéarité.

	$a_h(mm)$	$\omega_h(Hz)$	$\frac{\omega_h}{\omega_1}$	κ
Cas 1	1	0.467	0.5	0.001
Cas 2	1	0.934	1	0.135

TABLE 2.4 – Paramètre κ pour les cas étudiés dans la section 2.3

L’utilisation d’un code linéaire ou non linéaire est donc prédictible avec le paramètre κ proposé.

2.5 Bilan

Ce chapitre a permis de mettre en évidence l'utilité des codes linéaires pour la validation des codes non linéaire dans les cas d'étude de sloshing linéaire. Il a également permis de montrer les limites d'utilisation de ces codes linéaires dans le cas de phénomènes non linéaires. La proposition d'un paramètre de linéarité κ a été proposé et validé afin de connaître avant le lancement de calcul la nécessité ou non au recours à un code non linéaire. Lorsque la valeur de ce paramètre est très petite devant 1, le terme non linéaire de l'équation d'Euler peut être négligé. A contrario, si κ n'est pas négligeable devant 1, la théorie linéaire n'est plus suffisante pour décrire le phénomène de sloshing.

Ce nouveau paramètre de linéarité prend en compte le caractère résonnant du phénomène de bal-lottement ainsi que la viscosité du liquide de remplissage contrairement au paramètre proposé dans [Frandsen, 2004].

Dans le cas d'une étude de sloshing due à un freinage automobile, les codes linéaires ne permettent plus de valider les résultats obtenus par les codes non linéaires, il sera donc nécessaire de les valider avec des résultats expérimentaux. Ce troisième chapitre se focalise sur deux cas d'étude engendrant deux types d'impact différents.

3

Étude expérimentale du sloshing dans un réservoir rectangulaire lors d'un freinage automobile et confrontation numérique

“I wonder if I’ve been changed in the night. Let me think. Was I the same when I got up this morning ? I almost think I can remember feeling a little different. But if I’m not the same, the next question is ‘Who in the world am I?’ Ah, that’s the great puzzle !”

Lewis Carroll, *Alice in Wonderland*

Sommaire

3.1 Moyens d’essai et de mesure	42
3.1.1 Configuration du réservoir retenu pour l’étude	43
3.1.2 Banc de freinage	43
3.1.3 Instrumentation	45
3.1.3.1 Mesure d’accélération	45
3.1.3.2 Mesure des forces globales	45
3.1.3.3 Mesure des pressions locales	46
3.1.3.4 Particule Image Velocimétry (PIV)	47
3.2 Cas d’étude considérés	51
3.2.1 Impacts	51
3.2.2 Plan des essais	53
3.3 Résultats expérimentaux et analyses	54
3.3.1 Étude des forces engendrées par le fluide	54
3.3.1.1 Méthode d’analyse des mesures de force	54
3.3.1.2 Validation du système de mesure de force	55
3.3.1.3 Extraction des forces fluide dans le cas CLONCK	56
3.3.1.4 Extraction des forces fluide dans le cas HIT	58
3.3.1.5 Oscillations	59
3.3.2 Profil des pressions d’impact	60

3.3.2.1	Méthode d'analyse des mesures	60
3.3.2.2	Pression d'impact de fluide avec enfermement d'une poche d'air, cas CLONCK	62
3.3.2.3	Pression d'impact de fluide le long d'une paroi solide, cas HIT	71
3.3.2.4	Comparaison des deux impacts et des enregistrements par les voies crêtes	74
3.3.3	Extraction du champ de vitesse de l'écoulement fluide par mesure PIV .	75
3.3.3.1	Paramètres	75
3.3.3.2	Traitement des données PIV	80
3.3.3.3	Résultats PIV CLONCK	83
3.3.3.4	Résultat PIV HIT	86
3.4	Étude numérique et comparaison avec les résultats expérimentaux	92
3.4.1	Modèle CFD	92
3.4.2	Choix des paramètres d'étude	93
3.4.3	Analyse numérique du cas CLONCK	97
3.4.3.1	Résultantes des efforts de pression sur les parois (F_x, F_z) . .	97
3.4.3.2	Pressions d'impact	98
3.4.3.3	Profil de la surface libre et champ de vitesse de l'écoulement	102
3.4.4	Résultats numériques du cas HITFRONT	105
3.4.4.1	Résultantes des efforts de pression sur les parois (F_x, F_z) . .	105
3.4.4.2	Pression d'impact	106
3.4.4.3	Profil de la surface libre et champ de vitesse de l'écoulement	110
3.5	Bilan	112

Dans le cas d'une étude de sloshing dans un réservoir lors d'un freinage automobile, il a été montré dans le chapitre 2 que l'approche semi-analytique ne s'avère plus pertinente comme moyen de comparaison avec les résultats numériques non linéaires. Afin de valider ces derniers, l'approche expérimentale demeure l'approche la plus fiable pour décrire le mouvement du fluide dans un réservoir et la plus efficace pour déterminer les charges engendrées par le sloshing. Bien que cette méthode soit efficace, sa mise en place est très coûteuse et comprend des incertitudes inhérentes à la limitation des mesures physiques (précision des capteurs, capacité d'échantillonnage...) et à la procédure de post-traitement. L'approche expérimentale reste néanmoins le seul juge de paix dans toutes les démarches de développement.

Le recours aux outils numériques devient depuis quelques années, une étape incontournable tant sur le plan de la compréhension que de son coût nettement plus abordable pour réduire les essais expérimentaux plus coûteux.

L'objectif de ce chapitre est de constituer une base de données expérimentales consistante afin de caractériser les phénomènes physiques observés lors d'un freinage et de valider notre approche numérique par des mesures expérimentales directement exploitables telles que les mesures de forces fluide, de pression d'impact et du champs de vitesse de l'écoulement.

3.1 Moyens d'essai et de mesure

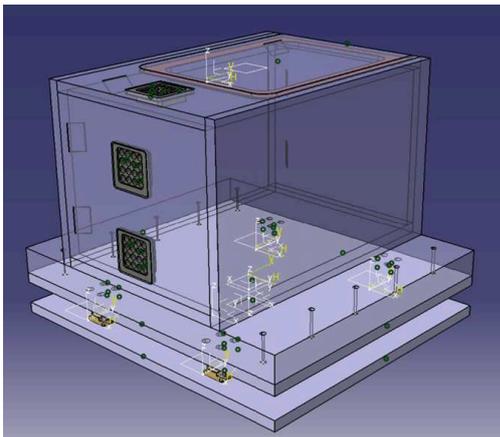
Dans le cadre de cette étude, les objectifs expérimentaux consistent à mettre en place sur un dispositif de forçage, un réservoir partiellement rempli de liquide permettant de simuler des freinages automobiles à différents degrés. Cette partie présente donc le dispositif expérimental mis en œuvre et détaille les différents moyens de mesure utilisés pour tenter de répondre à cette problématique.

Les mesures effectuées lors des essais comprennent :

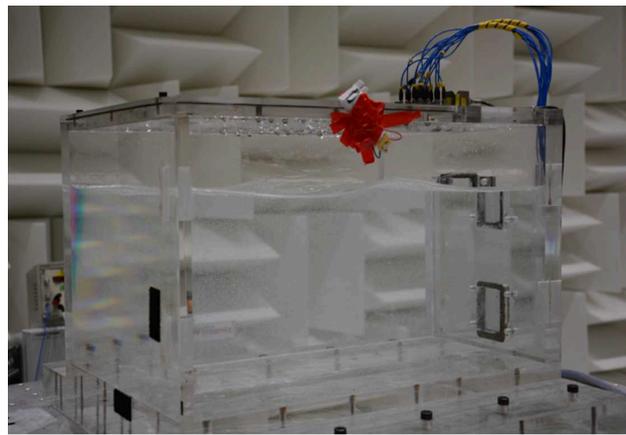
- la mesure d'accélération du système, la mesure des forces globales engendrées par le sloshing,
- la mesure des pressions d'impact de fluide contre les parois,
- une visualisation globale des champs de vitesses.

3.1.1 Configuration du réservoir retenu pour l'étude

Une cuve rectangulaire en Plexiglas[®] de longueur de 50cm, de largeur 30cm et de hauteur 35cm a été conçue pour l'étude. Afin que la cuve puisse être considérée comme rigide, l'épaisseur des parois est de 20mm. La géométrie rectangulaire permet une visualisation aisée du phénomène de sloshing sans induire de distorsion. Cette cuve a été dimensionnée avec des valeurs proche de celles d'un réservoir industriel de petite taille ayant une forme très simplifiée (figure 3.1 (a)). La cuve instrumentée est illustrée figure 3.1 (b).



(a) Dessin CAO de la cuve réalisé avec le logiciel Catia



(b) Cuve en Plexiglas[®] instrumentée

FIGURE 3.1 – Dimensionnement de la cuve en Plexiglas[®]

Le fluide de retenu est de l'eau déminéralisée choisie à la fois pour des raisons économiques, de sécurité¹ et évitant ainsi tout dépôt calcaire sur les parois internes du réservoir.

3.1.2 Banc de freinage

L'utilisation d'un banc de freinage automobile permet de reproduire de manière simplifiée le mouvement du carburant dans un réservoir lors d'un freinage automobile uni-axial. Le banc de freinage utilisé est placé dans la chambre semi-anéchoïque du centre Alphatech. Il est fréquemment utilisé pour obtenir des cartographies acoustiques du bruit émis par un réservoir partiellement rempli, ce qui requiert des conditions de silence optimales. Ce banc a été fabriqué sur demande par la société SORMECA en 2003.

1. (L'ensemble des essais réalisés avec du carburant doivent s'effectuer dans une zone *ATmosphères EXplosibles (ATEX)*)

Comme le montre la figure 3.2, le banc fonctionne par effet de gravité. Il est composé :

- d'un bâti dont la pente est réglable à l'aide d'un vérin hydraulique,
- d'une partie mobile (chariot),
- d'une sangle reliée à un vérin pneumatique.

Le chariot mobile glisse le long d'un axe incliné et est freiné en fin de course par une sangle raccordée à un vérin pneumatique permettant de générer un amortissement. L'inclinaison du banc est réglable entre 0 et 10° avec une précision de 0.1°. La sangle a une longueur de 1640 mm et la course du vérin pneumatique est de 600 mm.

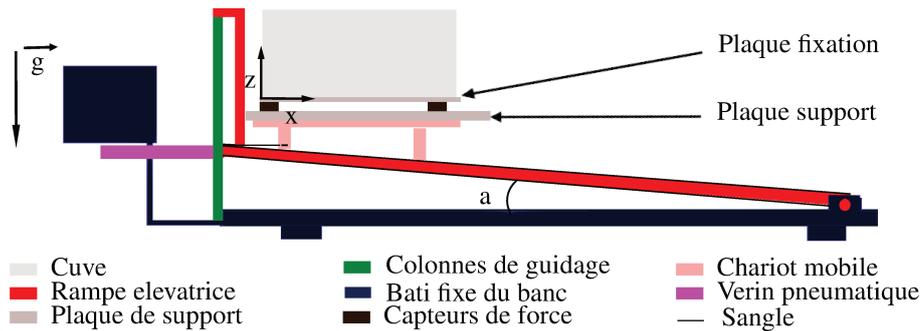


FIGURE 3.2 – Schéma du banc de freinage

A $t = 0$, la partie mobile est retenue par un crochet et est contrôlée par un signal **Transistor-Transistor Logic (TTL)**² déclenché de la centrale d'acquisition LMS³ en aval du banc. Cette configuration permet la définition d'un temps de référence t_0 nécessaire à la comparaison des différents signaux obtenus. La durée d'enregistrement des mesures est constante pour l'ensemble des tests, soit 20s à partir du soulèvement du crochet maintenant la partie mobile.

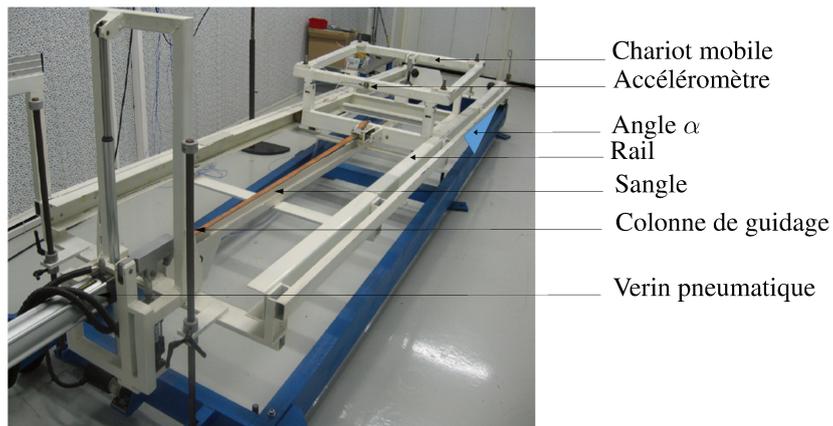


FIGURE 3.3 – Photos du banc de freinage

2. Un signal TTL est à dire un signal carré qui prend deux valeurs : 0 V et 5 V.

3. L'entreprise LMS International est une société d'ingénierie innovante qui propose du matériel expérimental.

3.1.3 Instrumentation

Les différentes mesures effectuées lors des essais sont :

- mesure l'accélération du banc de freinage avec un accéléromètre capacitif PCB[®] (AD) à 1 direction situé sous le chariot mobile et permettant ainsi de mesurer l'accélération du moyen de forçage.
- mesure l'accélération des réservoirs avec un accéléromètre capacitif PCB[®] 3 axes (3AXES) permettant de mesurer, dans les 3 directions, l'accélération subie par les réservoirs (et également utilisé pour vérifier la rigidité du montage par le [Principe Fondamental de la Dynamique \(PFD\)](#)).
- une mesure des forces globales engendrées par le sloshing avec quatre capteurs de force dynamiques Kistler (FA, FB, FC, FD) suivant les trois directions complétés d'un amplificateur de charge.
- des mesures de pressions dues à l'impact fluide sur les parois du réservoir avec une matrice composée de 16 capteurs de pression piézo-électrique PCB[®] et permettant de déterminer les pressions locales d'impact.
- visualisation des champs de vitesse grâce à des mesures d'image de particules présentes dans le fluide à l'aide d'une instrumentation [PIV](#) louée à l'entreprise LaVision.

Un schéma représentatif de la localisation de chaque capteur est illustré dans l'annexe 4.3. L'accéléromètre (3AXES) est collé sur le plafond de la cuve et placé dans le même repère que celui de la figure 25.

3.1.3.1 Mesure d'accélération

Deux types d'accéléromètres sont utilisés lors de nos essais : un accéléromètre uni-axial (AD) et un accéléromètre tri-axial (3AXES).

- accéléromètre uni-axial PCB[®] modèle M352C66 placé sur la partie mobile du banc.
- accéléromètre capacitif 3 axes de marque PCB[®] et de type 3703G2FD3G placé sur le dessus de la cuve en Plexiglas. Son alignement est fait par rapport aux faces de la cuve.

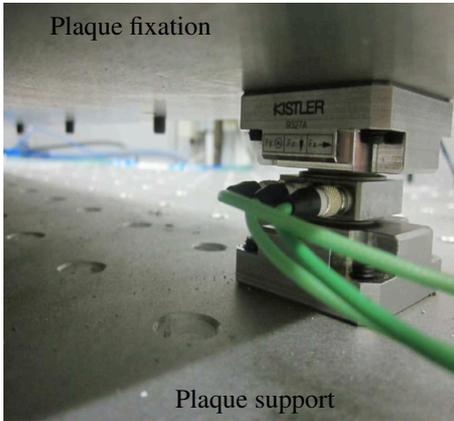
Les signaux sortants sont échantillonnés à une fréquence de 1024 Hz par une centrale d'acquisition LMS Siemens.

3.1.3.2 Mesure des forces globales

Le système de mesure des forces globales (cuve vide + fluide) est basé sur quatre capteurs de force piézo-électrique 3 axes KISTLER[®] de type 9327A (FA, FB, FC, FD).

Ces capteurs permettent de mesurer les forces transitoires et quasi-statiques pendant une compression, un impact... Les quatre capteurs sont disposés entre deux plaques d'aluminium, la plaque inférieure étant fixée sur la partie mobile du banc, la plaque supérieure étant reliée à la cuve. L'élément de quartz à l'intérieur du capteur engendre une charge électrique proportionnelle à la force engendrée. Ce signal est transféré via un câble à un amplificateur de charge KISTLER[®] de type 5073A qui convertit le signal entrant en une tension et le renvoie à la centrale d'acquisition LMS. Ce montage permet d'éviter l'ajout de filtres passe-haut sur les voies de charge de la

centrale d'acquisition et ainsi d'obtenir les forces. L'amplificateur de charge à notre disposition (Figure 3.4) était muni uniquement de 4 voies pour accueillir les 12 voies de sortie des capteurs de force. Il a donc été nécessaire de répéter plusieurs fois les essais en mesurant d'abord les forces suivant la direction x puis suivant la direction y et enfin suivant la direction z . Ces signaux sont échantillonnés à une fréquence de $1024Hz$.



(a) Capteur de force tridimensionnel Kistler



(b) Amplificateur de charge Kistler. Source : Notice technique : Type 5073A, Kistler

FIGURE 3.4 – Moyens utilisés pour les mesures des forces globales

3.1.3.3 Mesure des pressions locales

Seize capteurs de pression sont utilisés afin de quantifier les pressions engendrées par un impact de fluide. Ces capteurs PCB® de type 101A06 sont des capteurs piézo-électriques à électronique intégrée (ICP) qui ont une fréquence naturelle de $400kHz$ et ne prennent pas en compte les pressions statiques. Ces capteurs peuvent être vissés sur une matrice métallique (4×4) pouvant s'insérer dans des ouvertures prévues sur les parois verticales et sur le plafond de la cuve de manière à ce que la zone sensible des capteurs affleurent la surface interne de la cuve.



FIGURE 3.5 – Matrice de capteurs de pression PCB®

Deux systèmes de conditionnement (carte MEIRI ME26-ICP[®] et carte crête MEIRI ME26C-MC[®]) peuvent être utilisés avec ces capteurs. Les premières cartes permettent une amplification du signal et permettent de contrôler le décalage analogique de chaque voie de pression avec une fréquence d'échantillonnage de 20kHz . Les secondes cartes permettent de capturer le pic analogique avec un temps de réaction très faible. Une description plus détaillée est disponible dans le document [Baudin *et al.*, 2012].

A la sortie de ces deux types de cartes, les 32 canaux (deux pour chaque capteur de pression) sont numérisés à l'aide d'une carte d'acquisition 16 bits standard National Instruments[®] NI-PCI6259. Le développement d'un programme sous Matlab pour traiter les mesures d'acquisition des 16 capteurs a été nécessaire.

Une seconde technologie de capteur de pression a été testée. Les capteurs piézo-résistifs I-Scan flexibles de l'entreprise Tekscan[®], composés de 42 zones sensibles associés à une acquisition de 20 kHz, semblaient être une méthode prometteuse. Cependant cette technologie est inadaptée à des mesures dynamiques pour deux causes principales :

- La calibration dynamique du matériel n'est pas effectuée par le fournisseur.
- Une dérive non négligeable des mesures a été mise en évidence montrant que suite à un impact fluide, la pression mesurée ne retombe pas à 0Pa plus de 3 minutes après l'événement.

La campagne d'essai réalisée avec les capteurs Tekscan[®] n'est donc pas présentée dans cette thèse.

3.1.3.4 Particule Image Velocimétrie (PIV)

Afin de compléter l'instrumentation avec des mesures in-situ, un dispositif PIV a été loué à l'entreprise LaVision GmbH, spécialisée dans les techniques d'imagerie et de mesure.

Principe de fonctionnement

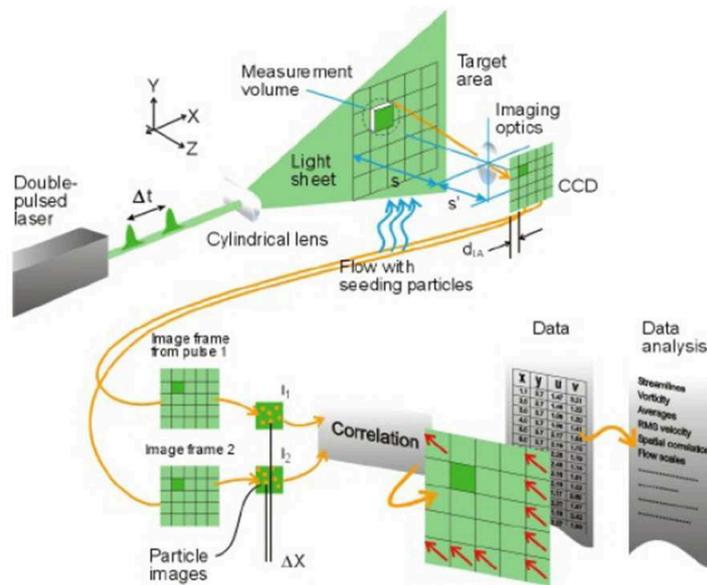


FIGURE 3.6 – Principe de fonctionnement de la mesure par technique PIV. Source : DantecDynamics.

La mesure par **PIV** se décompose en plusieurs étapes qui sont synthétisées sur le schéma de la figure 3.6.

Les étapes sont :

1. Le fluide estensemencé par des particules ayant une densité équivalente à celle du fluide et dont la taille est choisie en fonction du positionnement et des caractéristiques de la caméra.
2. Les particules sont illuminées par une nappe laser pulsée synchronisée à une caméra CCD.
3. La caméra prend un doublon d'images séparées par un laps de temps Δt très court.
4. Les images sont divisées en fenêtre d'interrogation contenant plusieurs particules.
5. Par une corrélation croisée, le déplacement du groupe de particules présent dans la fenêtre d'interrogation est mesuré.
6. En connaissant le déplacement des groupes de particule et le temps séparant les doublons d'image, le champ de vitesse est calculé.

Les paramètres essentiels à déterminer sont : le Δt qui sépare les deux images d'un doublon d'images, et la taille de la fenêtre d'interrogation.

Le dispositif de **PIV** est constitué :

- d'une caméra à double exposition,
- d'un laser,
- de filtres et d'objectifs,
- d'un logiciel d'acquisition et de traitement.

La figure 3.7 présente une vue d'ensemble du banc d'essai avec le laser en premier plan, la cuve sur sa plaque elle-même vissée aux capteurs de forces, la caméra au bout d'un bras en acier ainsi que le capteur d'accélération tri-axial fixé sur la paroi supérieure de la cuve à côté de la matrice des capteurs de pression.

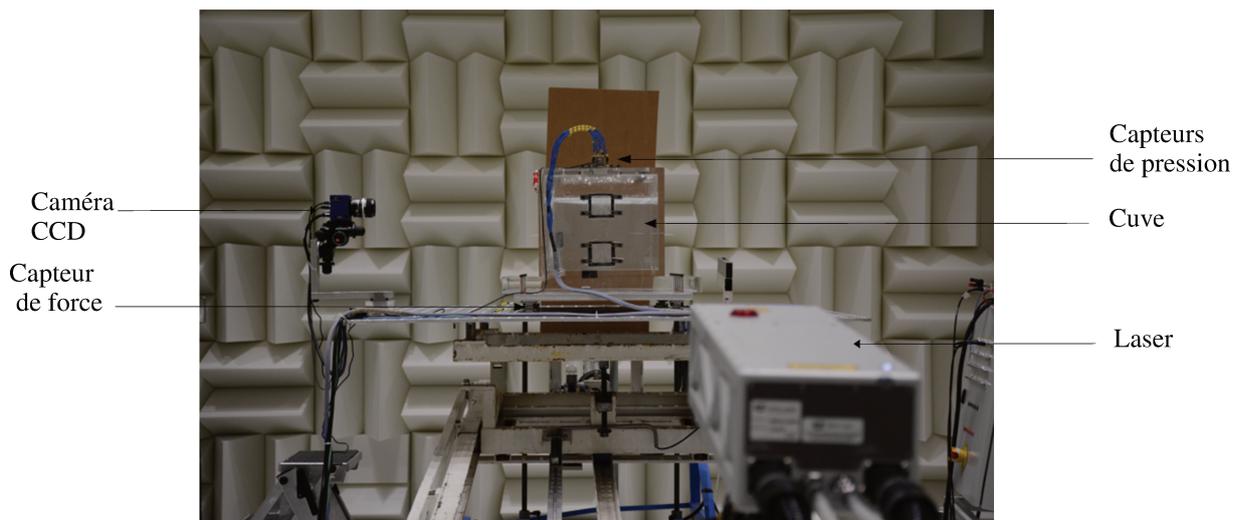


FIGURE 3.7 – Vue d'ensemble du banc d'essai instrumenté pour les mesures de **PIV**

Camera, Laser et Software

La caméra utilisée est une Imager SX 4M associée à un objectif de focale 20 mm. Le capteur CCD a une taille de $2360 \times 1776 \text{ Pixels}$, chaque pixel mesurant $5.5 \mu\text{m}$ de côté. La caméra capture des paires d'images séparées par un temps Δt à une fréquence d'acquisition de 15 Hz . Le chronogramme présenté figure 3.8 détaille comment les impulsions laser et l'ouverture de l'obturateur de la caméra sont synchronisées pour obtenir la paire d'images sur laquelle le traitement de PIV sera effectué.

Le laser utilisé pour créer la nappe dans laquelle les mesures seront effectuées est de type Nd : YAG1 135 mJ de classe 4 et émet à une longueur d'onde de 532 nm (vert). Une lentille cylindrique associée à une lentille divergente sont utilisées pour transformer le rayon lumineux en une nappe illuminant toute une section de la cuve. L'épaisseur de la nappe croît avec la distance mais n'excède pas 5 mm .

Le logiciel utilisé pour coordonner l'ensemble des moyens PIV est le logiciel DaVis 8 développé par LaVision. Il permet de piloter et de synchroniser la caméra et le laser puis de faire les calculs de PIV sur les images brutes obtenues.

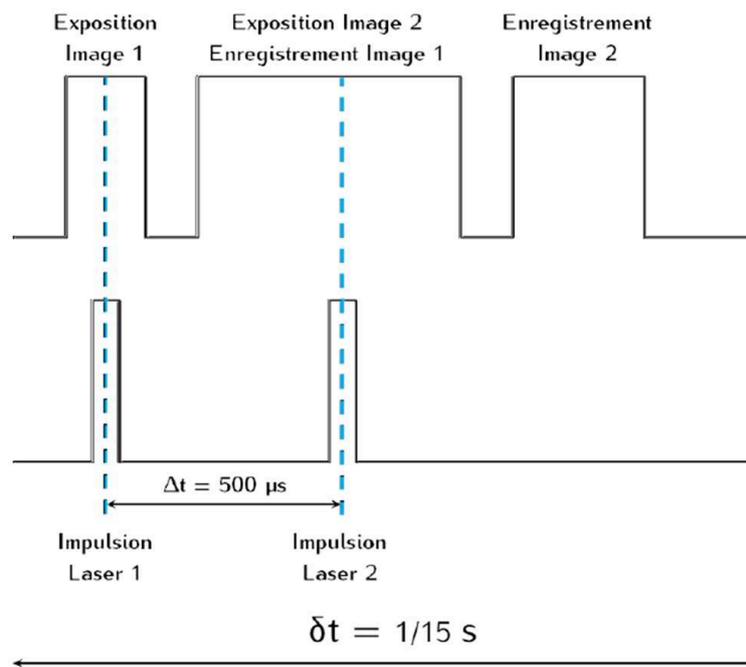


FIGURE 3.8 – Chronogramme montrant le principe d'acquisition d'un doublet d'images

Procédé d'ensemencement particulaire

La méthode d'image de particules consiste dans un premier temps à ensemercer le fluide de particules. C'est une étape essentielle du processus car c'est la vitesse de ces particules dispersées dans le fluide que l'on mesure. Le but est de suivre l'écoulement le mieux possible sans le modifier.

Des particules fluorescentes de PMMA4 dopées à la Rhodamine B5 calibrées avec une taille comprise entre $20 \mu\text{m}$ et $50 \mu\text{m}$ et ayant une densité de 1.19 g/cm^3 ont été utilisées lors de nos essais. La particularité de ces particules est d'absorber la lumière du laser incidente et de la rediffuser de

manière inélastique à une longueur d'onde autour de $584nm$ (orange-rouge). Associées à un filtre passe haut avec longueur d'onde de coupure de $540nm$, elles permettent d'obtenir des images qui diminuent énormément les réflexions parasites du laser situées à une longueur d'onde inférieure.

Une ouverture d'obturateur de 8 avec une intensité des pulses laser de 65% de sa puissance maximale a permis dans notre cas d'obtenir des points lumineux suffisamment visibles en minimisant la saturation de certaines zones du capteur CCD. La densité surfacique optimale de particules se trouvant aux alentours de 15 particules par fenêtre d'interrogation, comme préconisée par Keane & Adrian (2010) [Keane et Adrian, 1990], a pu être atteinte par ajouts successifs d'infimes quantités de particules.

Bien que la densité de ces particules soit proche de celle de l'eau, les particules ont tendance à se déposer au fond de la cuve après un certain temps rendant la surface libre moins peuplée de particules de traçage. La figure 3.9 montre le phénomène de décantation des particules au cours de le temps. En 10 minutes, les particules sont presque toutes au fond de la cuve.

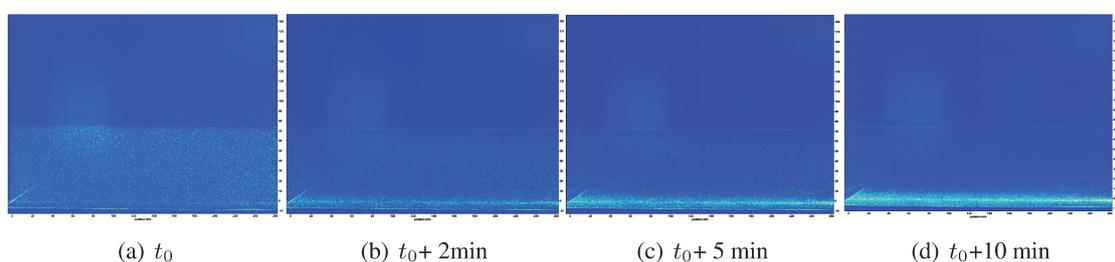


FIGURE 3.9 – Décantation des particules d'ensemencement dans le fluide au repos à différents temps après mélange

La procédure stipule qu'un temps de $4min$ doit être respecté entre le moment de dépôt des particules et le lancement d'un essai. En effet, il faut tout de même que la surface libre soit au repos avant le déclenchement du banc.

Un second type de particule a été utilisé, la Pliolite[®], qui est une résine actuellement commercialisée par Omnova Solutions. Cette résine possède un certain nombre de qualités qui la rendent intéressante en tant que particules de traçage. La première est sa densité de $1.028g/cm^3$ qui lui permet de rester en suspension dans l'eau avec un minimum de décantation pendant plusieurs heures. La seconde est le prix avantageux (2 kg d'échantillons gratuits). D'un autre côté, les inconvénients de ces particules sont la perte des avantages liés à la fluorescence avec seulement des propriétés de réflexion et la granulométrie des particules irrégulières pouvant aller jusqu'à quelques millimètres de diamètre.

Bien que dans notre étude, les particules fluorescentes de PMM14 aient été essentiellement utilisées, la Pliolite[®] s'avère être une alternative efficace et peu onéreuse moyennant une préparation initiale de l'ensemencement (tamisage) plus importante.

Pour synchroniser l'enregistrement des mesures de force, d'accélération, de pression et de PIV, le même signal trigger TTL généré par la centrale d'acquisition de LMS Test Lab a servi à déclencher la descente de la cuve et l'acquisition des capteurs de pressions et du dispositif PIV.

3.2 Cas d'étude considérés

3.2.1 Impacts

Cette partie se focalise sur deux cas d'étude engendrant deux types d'impact différents. Le premier, nommé "CLONCK", est un impact hydrodynamique engendrant l'enfermement d'une poche d'air conséquente. Il se produit lorsque le niveau de remplissage est faible (environ 25 % de H) et pour un freinage de l'ordre de $-0,2m/s^2$ avec un amortissement important (Figure 3.12). Lors de la descente, l'énergie cinétique du fluide augmente jusqu'au début du freinage. A ce stade, le fluide s'accumule vers l'avant de la cuve pour revenir de manière plus violente vers l'arrière sous forme d'une vague qui va déferler juste avant la paroi, enfermant avec elle une poche d'air. Cette poche sera à l'origine d'une oscillation très rapide et ample de la pression dans ce volume. La zone d'impact est située sur la paroi latérale arrière de la cuve (Fig.3.10).

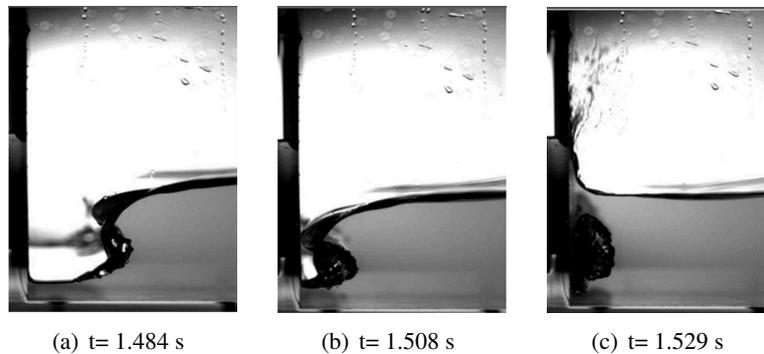


FIGURE 3.10 – Impact de type CLONCK (images caméra rapide issues d'une pré-campagne d'essai)

Le second impact étudié, nommé "HIT", apparaît sur la paroi supérieure de la cuve (Fig.3.11). La génération d'un impact de ce type est fréquemment rencontrée lors d'une décélération d'environ $-0,35m/s^2$ (Figure 3.12) et lorsque le réservoir est fortement rempli (75% de H). Sur notre banc de freinage, ce test engendre plusieurs impacts successifs sur la paroi supérieure. Contrairement à l'impact CLONCK, il n'y a pas d'emprisonnement d'une poche d'air. En effet, lors du freinage, le fluide accéléré s'accumule et remonte violemment contre la paroi avant pour frapper le coin supérieur droit de la cuve. La surface libre étant proche du plafond de la cuve, trois impacts successifs s'enchaînent à l'avant et à l'arrière de la face supérieure de la cuve. Le fluide va adopter ensuite un mode d'oscillation avec une perte progressive d'énergie avant un retour au repos.

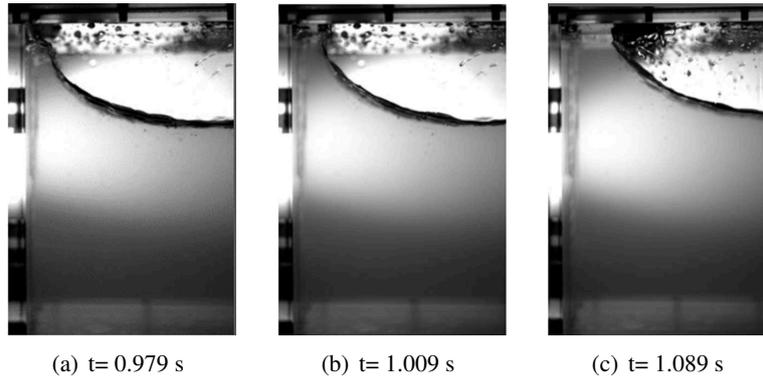


FIGURE 3.11 – Impact de type HIT (images caméra rapide issues d’une pré-campagne d’essai)

Au début de chaque essai, la surface libre du fluide est au repos et l’accélération enregistrée par l’accéléromètre est nulle. Comme nous le montre le profil d’accélération suivant x sur la figure 3.12, lorsque l’essai débute, le déplacement de la partie mobile du banc sur le rail sous l’effet de la gravité nous permet de visualiser une accélération constante. Une fois la sangle accrochée à la partie mobile arrivée en bout de course, le vérin pneumatique permet une décélération rapide puis amortie. Enfin, quand l’accélération redevient nulle, la cuve est immobile pendant un court instant avant de rebondir plusieurs fois. Le phénomène de rebond a été observé sur des essais véhicules et s’explique du fait du comportement des suspensions et pneumatiques.

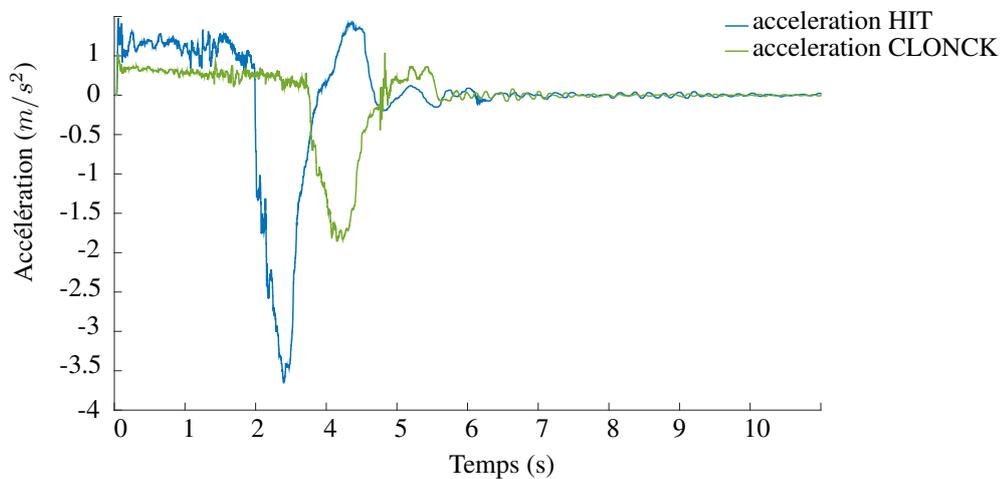


FIGURE 3.12 – Accélérations temporelles suivant l’axe X enregistrées par l’accéléromètre tridimensionnel placé sur la cuve (filtrage médian 50)

3.2.2 Plan des essais

Le tableau 3.1 synthétise les différents essais classés par type d'impact.

Séries d'essais	CLONCK	VIDE	HITBACK	HITFRONT	SYMFRONT	VIDE
Remplissage (cm)	7.5	-	22.5	22.5	22.5	-
(X)	12 + 5	7	10	11	10+5	10
Nombre d'essais (Y)	11	7	10	10	-	10
(Z)	11	7	10	11	-	10
Masse à vide (kg)	68.07	68.07	68.08	68.08	68.08	68.08
Angle de chute (°)	3.4	3.4	5.5	5.5	5.5	5.5
Position de la nappe laser par rapport au bord de la cuve côté caméra (cm)	7.5	-	14.3	11.3	27.7	-

TABLE 3.1 – Plan chronologique des essais sur la cuve

Quelques remarques spécifiques à chaque série :

Série CLONCK : Impacts avec enfermement d'une poche d'air. Les 5 derniers essais en X ont été réalisés avec un filtre de caméra passe bande plutôt que le passe haut habituel.

Série HITBACK : La vague remonte sur la paroi avant de la cuve pour frapper le plafond de celle-ci. Cette série s'intéresse au retour de vague qui impacte à l'arrière de la cuve, c'est à dire le second impact.

Série HITFRONT : Il s'agit du même phénomène que pour la série HITBACK. Cette série s'intéresse au premier impact sur le plafond de la cuve à l'avant de celle-ci. Dans ce cas, la nappe laser a été décalée pour éviter certaines réflexions.

Série SYMHITFRONT : Pour tester la symétrie de l'écoulement, la nappe laser a été traduite symétriquement par rapport au plan de symétrie longitudinal de la cuve. Les 5 derniers essais en X ont été réalisés en vidant et en remplissant au même niveau pour remplacer l'ensemencement par de la Pliolite®.

3.3 Résultats expérimentaux et analyses

Plusieurs signaux de provenant de sources différentes ont été acquis pour chaque essai : Forces fluides, accélérations, pressions, champs de vitesse. L'enjeu est de pouvoir étudier le phénomène de sloshing en effectuant une analyse simultanée de ces données.

3.3.1 Étude des forces engendrées par le fluide

3.3.1.1 Méthode d'analyse des mesures de force

Les méthodes d'analyse et de dépouillement des données ainsi que la théorie permettant d'extraire et d'interpréter les informations pertinentes pour chaque série d'essais sont présentés dans cette section. En effet, les forces fluides ne sont pas obtenues par mesure directe mais plutôt déduites des mesures des capteurs de force. De plus, les signaux obtenus requièrent des post-traitements tels que la correction de l'offset ou encore un filtrage afin que ceux-ci soient interprétables.

Extraction des forces fluide

Le système considéré est le réservoir isolé et les forces fluide sont considérées comme des forces extérieures à ce système. L'accéléromètre (3AXES) placé sur la paroi supérieure du réservoir de masse m_{cuve} fournira l'accélération $\overrightarrow{a_{cuve}}$ de celui-ci, accélération qui pourra être mise en relation via le PFD avec la résultante des forces extérieures appliqués au système considéré $\overrightarrow{F_{ext}}$:

$$m_{cuve}\overrightarrow{a_{cuve}} = \overrightarrow{F_{ext}} = \overrightarrow{F_{fluide}} + \overrightarrow{F_{capteur}} \quad (3.1)$$

Où $\overrightarrow{F_{capteur}}$ correspond à la résultante des forces mesurées sur le banc et $\overrightarrow{F_{fluide}}$ à la résultante des forces fluide. Il est ainsi possible d'extraire les efforts exercés par le fluide sur les parois internes de la cuve (4.3) :

$$\overrightarrow{F_{fluide}} = m_{cuve}\overrightarrow{a_{cuve}} - \overrightarrow{F_{capteur}} \quad (3.2)$$

Coefficient de corrélation

Les signaux obtenus lors de cette campagne expérimentale ont une fréquence d'échantillonnage $f = 1024Hz$, la durée d'enregistrement constante est à chaque fois de 20 s permettant d'obtenir 20685 points de données pour chaque signal. De manière générale, les deux signaux s_A et s_B peuvent ainsi être vus comme deux vecteurs $\overrightarrow{s_A}$ et $\overrightarrow{s_B}$ de \mathbb{R}^n . Pour comparer ces deux signaux, on définit un coefficient de corrélation linéaire de Bravais-Pearson r :

$$-1 \leq r = \frac{\overrightarrow{s_A} \cdot \overrightarrow{s_B}}{\|\overrightarrow{s_A}\| \|\overrightarrow{s_B}\|} \leq 1 \quad (3.3)$$

En considérant 2 points, r peut être vu comme le cosinus de l'angle $\theta = (\overrightarrow{s_A}, \overrightarrow{s_B})$ entre $\overrightarrow{s_A}$ et $\overrightarrow{s_B}$. Si ces deux vecteurs sont très similaires, on a alors $\theta \rightarrow 0$ et $r \rightarrow 1$.

Mise à zéro des signaux

Les signaux bruts peuvent présenter un offset qui n'est pas physique et simplement inhérent à la méthode de mesure. On décide alors pour chaque signal de faire la moyenne du signal sur la dernière demi-seconde d'enregistrement et on translate toutes les données de cette valeur afin d'aboutir à une valeur d'accélération et de force nulle lorsque le système est au repos.

Similitude des signaux pour une série d'essai

Pour une configuration donnée, les essais sont répétés m fois permettant de calculer un écart-type pour chaque point en temps. La version corrigée de Bessel s , dite écart-type d'échantillon, est un estimateur biaisé censé être plus représentatif de la population entière lorsque l'on étudie qu'un échantillon de celle-ci. Dans cette étude, les essais ont été répétés un nombre limité de fois justifiant ce choix de la version corrigée.

L'écart type d'une série de données a_i se calcule de la manière suivante :

$$s = \sqrt{\frac{1}{m-1} \sum_{i=1}^m (a_i - \bar{a})^2} \quad (3.4)$$

Où \bar{a} est la moyenne arithmétique de la série de données a_i .

Atténuation du bruit sur les mesures

Les signaux obtenus présentent beaucoup de bruit principalement dû aux vibrations causées par un montage hyperstatique. En effet, le système est posé sur 4 capteurs de force rigide. Une solution commune de réduction du bruit consiste à appliquer un filtre médian d'ordre n . Pour nos données, une valeur de $n = 50$ pour des signaux de $N = 20685$ points de données fournit un filtrage convenable sans dégradation indésirable des données. En supposant que x est le signal brut, y le signal filtré et que le signal est nul en dehors de $[1; N]$, le filtrage médian est défini comme suit :

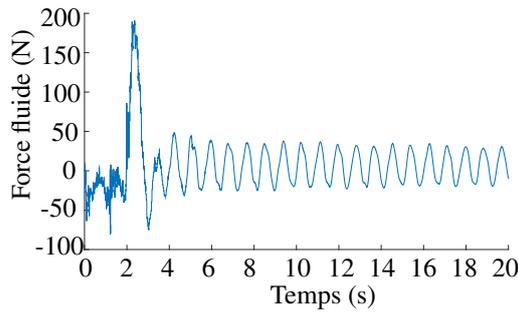
$$\forall k \in [1; N] \quad y[k] = \begin{cases} \text{median} (x[k - \frac{n-1}{2}], \dots, x[k + \frac{n-1}{2}]) & \text{si } n \text{ est impair} \\ \text{median} (x[k - \frac{n}{2}], x[k - \frac{n}{2} + 1], \dots, x[k + \frac{n}{2} + 1]) & \text{si } n \text{ est pair} \end{cases} \quad (3.5)$$

Estimation des fréquences de ballottement

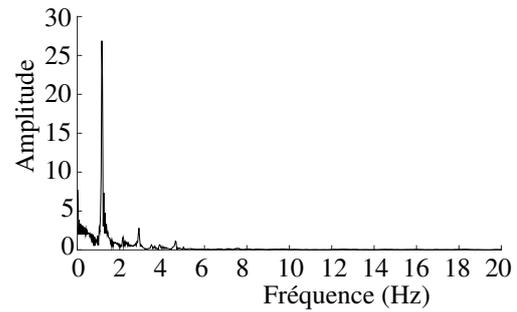
L'étude des fréquences d'oscillation est réalisée par une analyse de Fourier. Cette analyse permet d'obtenir la ou les fréquences pour lesquelles le spectre est d'amplitude maximale. Par exemple dans la figure 3.13, la fréquence principale d'oscillation est de $1.157 Hz$.

3.3.1.2 Validation du système de mesure de force

Une comparaison essai à essai est effectuée entre le signal du terme dynamique ($m_{cuve} \overrightarrow{a_{cuve}}$) et la résultante des efforts extérieurs mesurée par les quatre capteurs de force ($\overrightarrow{F_{capteur}}$) et sur lesquels la cuve vide est posée. La moyenne des efforts enregistrés sur l'ensemble des essais est ensuite calculée et corrélée de la même manière à la moyenne des termes inertiels sur l'ensemble des essais et présentée dans la dernière ligne du tableau 3.2.



(a) Force fluide résultante issue de l'essai HITFRONT X6 dans la direction x



(b) Spectre de la force fluide résultante de l'essai HITFRONT X6 dans la direction x

FIGURE 3.13 – Fréquence de ballotement de l'essai HITFRONT X6

Composante de l'effort	x		y		z	
	3.4 °	5.5 °	3.4 °	5.5 °	3.4 °	5.5 °
Inclinaison du banc						
Essai 1	0.98056	0.99165	0.71906	0.79901	0.65415	0.80001
Essai 2	0.98107	0.98986	0.77287	0.73634	0.60819	0.77029
Essai 3	0.98233	0.99109	0.69973	0.75817	0.66422	0.74239
Essai 4	0.98096	0.99129	0.69502	0.67773	0.64422	0.67308
Essai 5	0.98075	0.99048	0.70290	0.66608	0.67425	0.70567
Essai 6	0.98235	0.98952	0.72050	0.74608	0.70785	0.74201
Essai 7	0.98145	0.98975	0.77044	0.62700	0.64242	0.69884
Essai 8	–	0.98998	–	0.61042	–	0.70017
Essai 9	–	0.98920	–	0.58538	–	0.73921
Essai 10	–	0.98846	–	0.63492	–	0.75469
Signaux moyennés	0.98752	0.99360	0.80105	0.75536	0.63267	0.78167

TABLE 3.2 – Comparaison des corrélations entre la résultante des efforts et le terme dynamique pour chaque essai, la cuve étant vide et les pentes allant de 3.4° et 5.5°

Une très bonne corrélation des signaux de quantité de mouvement et des efforts est observable dans la direction du mouvement (x) avec près de 99% de corrélation tandis que dans les directions latérales et verticales y et z la corrélation se situe seulement entre 60% et 80%. Cette observation explique le fait que l'amplitude des forces et des accélérations est plus faible dans ces directions et est davantage sujette aux vibrations. Cependant la forme des signaux reste la même. Étant donné les bonnes corrélations sur la composante x , on considère que les composantes y et z n'influencent pas les efforts suivant x .

Finalement, cette étape permet de mettre en évidence le bon fonctionnement de notre système de mesure d'effort. Ces mesures pourront donc bien permettre l'extraction des forces fluide avec la relation 3.2.

3.3.1.3 Extraction des forces fluide dans le cas CLONCK

Après validation du système de mesure des efforts sur une cuve vide, nous nous intéressons désormais à la cuve remplie de fluide. Les résultats expérimentaux présentés dans cette section portent sur les forces fluide engendrées par un impact CLONCK illustré précédemment par la figure 3.10.

Pour rappel, dans le cas CLONCK le niveau de remplissage est de $h = 0.075mm$ et les forces fluides sont extraites grâce à l'équation 3.2.

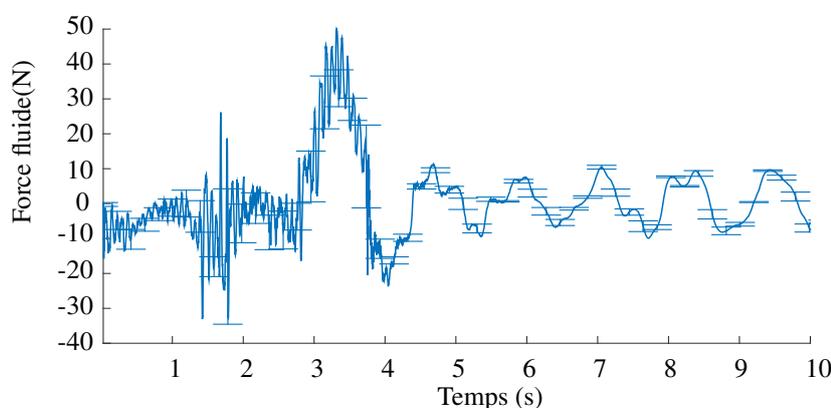
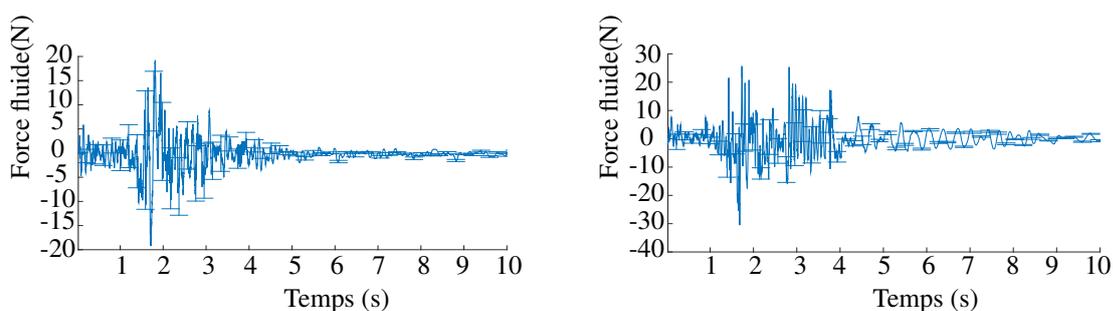


FIGURE 3.14 – Moyenne des forces liées fluide selon x obtenue pour la cuve partiellement remplie ($25\%H$) avec écart type associé (filtrage médian ordre 50)



(a) Moyenne des forces liées au fluide selon y obtenue pour la cuve partiellement remplie ($25\%H$) avec écart type associé (filtrage médian ordre 50)

(b) Moyenne des forces liées au fluide selon z obtenue pour la cuve partiellement remplie ($25\%H$) avec écart type associé (filtrage médian ordre 50)

FIGURE 3.15 – Force fluide suivant les axes y et z obtenue dans le cas de la cuve partiellement remplie ($25\%H$) avec écart type associé (filtrage médian ordre 50)

La direction où les forces fluide sont les plus significatives est évidemment la direction du mouvement x . Dans la figure 3.14, à $t = 3.3s$, un maximum d'effort de $50N$ est enregistré ; cet instant correspond au déplacement de la masse fluide sur la face avant du réservoir. Ensuite, des oscillations répétitives d'un essai à l'autre apparaissent traduisant le ballottage du fluide d'avant en arrière. Sur les forces fluide x moyennées sur l'ensemble des essais, il est impossible de caractériser l'instant de l'impact car seul le mouvement global de la masse fluide est visible.

Concernant les signaux dans la direction y (figure 3.15 (a)), ils présentent des oscillations beaucoup plus saccadées tout au long de l'essai, se maintenant en valeur absolue en dessous de $2N$ à l'exception au moment du freinage avec des pics aux alentours de $15N$.

Dans la direction z (figure 3.15 (b)), le signal comporte des oscillations saccadées tout au long de l'essai, les valeurs enregistrées sont en valeur absolue aux alentours de $10N$ à l'exception au moment du freinage avec des pics atteignant $20N$. Les forces fluide z sont plus importantes que les forces fluide y . Pour rappel le réservoir étant sur un banc incliné, un déplacement est également imposé selon z . Cependant la masse de fluide présente n'engendre pas d'efforts importants dans

cette direction.

A la fin de la décélération, les résultantes des forces fluide dans les directions x et z restent importantes contrairement à la résultante des forces liées fluide dans la direction y qui sera donc négligeable.

3.3.1.4 Extraction des forces fluide dans le cas HIT

Dans le cas HIT le niveau de remplissage est de $h = 0.225m$. De manière similaire au cas précédent, les forces fluides sont extraites grâce à l'équation (3.2).

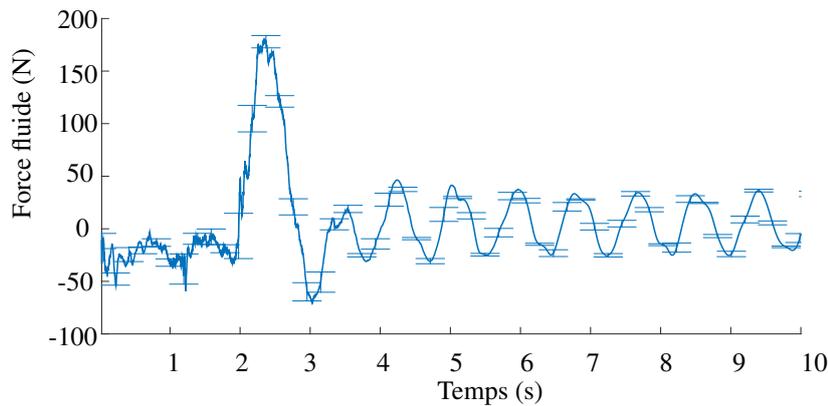
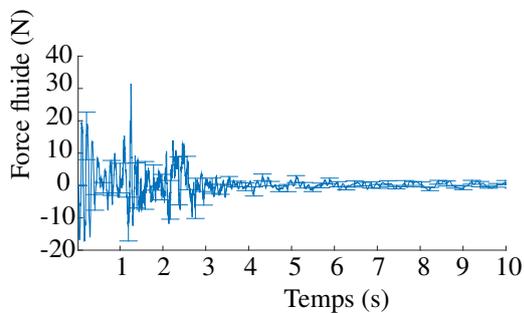
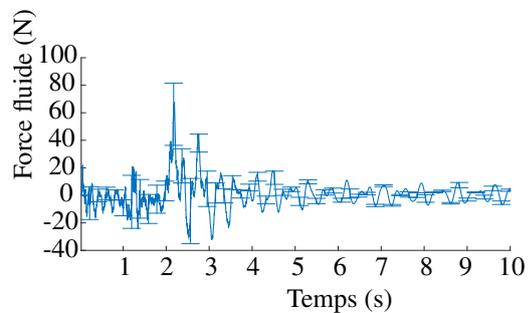


FIGURE 3.16 – Moyenne des forces liées au fluide selon x obtenue pour la cuve partiellement remplie (75% H)(filtrage median ordre 50)



(a) Moyenne des forces liées au fluide selon y (filtrage median ordre 50)



(b) Moyenne des forces liées au fluide selon z (filtrage median ordre 50)

FIGURE 3.17 – Force liées au fluide suivant les axes y et z obtenue dans le cas de la cuve partiellement remplie (75% H)

Dans la figure 3.16, l'observation des forces liées au fluide montre un fort pic dans la direction du mouvement en x observable au moment du freinage, suivi immédiatement par des oscillations quasi sinusoïdales. Le fait que ce pic de force fluide dans la direction x soit largement supérieur à celui du cas CLONCK (presque quatre fois supérieur) s'explique essentiellement par la masse d'eau supplémentaire emportée qui contribue significativement à l'augmentation des effets d'inertie.

Pour les directions normales à la direction x , le signal est toujours très bruité avant le freinage suivi d'oscillations d'amplitudes plus faibles comme observable sur les figures 3.17(a) et 3.17(b).

Figure 3.17(b), nous remarquons que les forces fluide sont plus importantes que pour le cas CLONCK (figure 3.15 (b)) car la masse en jeu est 3 fois plus importante.

Les forces fluide enregistrées suivant y , issues du frottement des roues du chariot mobile incluses dans deux rails, restent très inférieures à celles mesurées dans les deux autres directions et seront donc négligées.

3.3.1.5 Oscillations

On compare la fréquence principale d'oscillation des forces fluide suivant x après la période d'impacts successifs, avec celles obtenues lors des impacts de type CLONCK. Le tableau 3.18 montre en troisième colonne, les valeurs des fréquences principales d'oscillations obtenues pour les cas HITBACK, HITFRONT, SYMHITFRONT (avec et sans Pliolite[®]) en comparaison avec les valeurs de fréquences principales d'oscillations du cas CLONCK. Ces fréquences ont été obtenues par la méthode de Fourier présentées dans la section 3.3.1.1. On remarque que cette méthode conduit à l'obtention d'une fréquence constante d'un essai à l'autre puisque les composantes du spectre autre que la fréquence principale sont ignorées.

Cas	Remplissage	Fréquences expérimentales (Hz)	Fréquences analytiques $\omega_{1,0}$ (Hz)
CLONCK	0.25H	0.84	0.83
HITBACK	0.75H	1.16	1.18
HITFRONT	0.75H	1.16	1.18
SYMFRONT	0.75H	1.16	1.18

FIGURE 3.18 – Comparaison des fréquences de ballotement après impact à partir des mesures de force globale avec les fréquences analytiques issues de l'équation (3.6)

Les fréquences obtenues expérimentalement sont également comparées à des fréquences obtenues de manière analytique dans la quatrième colonne du tableau 3.18. L'équation suivante, issue de [Ibrahim, 2005], nous permet de déterminer les fréquences analytiques naturelles de ballotement d'un fluide non visqueux dans un réservoir rectangulaire, à savoir :

$$\omega_{mn}^2 = gk_{mn} \tanh(k_{mn}h) \quad (3.6)$$

avec

$$k_{mn} = \pi \sqrt{((2m)^2/L^2) + ((2n)^2/l^2)}$$

où L , l et h sont respectivement la longueur, la largeur de la cuve et la hauteur de fluide. m et n dénotent le numéro de mode.

Trois remarques peuvent être formulées :

- les fréquences obtenues expérimentalement sont très proches des fréquences de ballotement naturelles analytiques malgré le comportement non linéaire du sloshing.
- les fréquences de ballotement pour les différentes séries du cas HIT sont strictement égales entre elles, traduisant une bonne répétabilité et ce malgré après avoir vidé et de nouveau rempli la cuve entre le cas HITFRONT et SYMHITFRONT, le mode d'oscillation principal reste le même.
- en accord avec la théorie (eq.(3.6)), la fréquence d'oscillation du haut niveau de remplissage (75%) 1.16 Hz est supérieure à la fréquence d'oscillation pour le bas niveau de remplissage

(25%) 0.84 Hz. En effet, pour le cas HIT, l'amplitude des vagues est limitée par la distance entre la surface libre au repos et le plafond. Cependant pour le cas CLONCK (bas niveau de remplissage) la vague traversante n'est pas limitée en amplitude et le déplacement de la vague plus long conduit par conséquent à une fréquence d'oscillation plus faible.

Les forces fluide enregistrées permettent de caractériser le mouvement global du fluide lors d'un freinage quel qu'il soit. Cette étude nous a permis de mettre en évidence une répétabilité de cette mesure globale prouvant ainsi qu'elle est fiable pour les comparaisons avec des résultats numériques.

3.3.2 Profil des pressions d'impact

Dotés d'une dynamique de mesure importante, les capteurs de pression permettent la mesure des fluctuations de pression à partir de pressions stationnaires élevées. Les signaux obtenus lors de cette étude permettent d'observer le profil des pressions d'impacts et le maximum de pression sur un ou plusieurs impacts successifs. En répétant plusieurs fois des tests identiques, nous obtenons une approche statistique plus fiable à comparer avec des données purement numériques. Comme décrit dans la section 3.1.3.3, les pressions ont été mesurées au travers de deux types de conditionnement. La première numérisation de la mesure d'impact sur le dispositif expérimental est très coûteuse dû au besoin de convertisseurs analogique-numériques adaptée à une taille d'échantillonnage de $20kHz$. Une seconde numérisation du signal analogique est possible en utilisant des cartes mémoires à crête et est beaucoup moins coûteuse : elle est présentée dans l'article [Baudin *et al.*, 2012] et utilisée dans cette thèse. Cette technologie peut à la fois réduire les besoins de stockage et améliorer la précision du maximum de pression enregistré. Cependant, des informations telles que le profil de pression, le temps de montée de l'impact ou bien la durée de celui-ci ne peuvent pas être étudiées. Les données brutes sont enregistrées puis post-traitées à l'aide d'un script Matlab développé à cet effet.

Remarque : Avant d'exposer les valeurs de pressions maximales mesurées lors des impacts, il est important de noter que les signaux obtenus sont bruités à hauteur de $\pm 10mBar$. Cette observation permet une approche pragmatique sur les incertitudes de mesures.

3.3.2.1 Méthode d'analyse des mesures

Les mesures de pression nécessitent un post-traitement coûteux en temps variant en fonction de l'évènement étudié. En effet, comme exposé dans ce chapitre, entre une étude CLONCK et une étude HIT, les signaux de pression sont totalement différents. L'atténuation du bruit ou encore les filtres appliqués aux signaux de pression varient selon le cas d'étude.

Au vu du nombre important d'essai, une automatisation de détection des pics d'impacts a été implémentée.

De plus, une attention particulière est portée sur l'enferment de la poche d'air dans le cas CLONCK, car celle-ci se situe au niveau de la matrice des capteurs de pression. Ici, sont également détaillées les méthodes de caractérisation de cette poche d'air.

Atténuation du bruit et élimination de la dérive en température des capteurs à électroniques intégrées

Dans les essais CLONCK, les signaux issus des capteurs de pression sont filtrés au moyen d'un filtre de Butterworth passe haut d'ordre 1 et d'une fréquence de coupure de $4Hz$ pour ne conserver que les hautes fréquences du signal. Lors des essais HIT, la fréquence de coupure est ajustée à $80Hz$. En effet, dans ce cas d'étude les capteurs à électronique intégrée non immergés dans le fluide chauffe et une dérive à la température est observable.

Détection du premier pic de pression

La détection du premier pic de pression est fait dans un intervalle qui débute après que le signal ait dépassé une pression seuil $p_{seuil} \pm 21mBar$ et qui se termine lorsque le signal comporte au moins trois points décroissants successifs. Dans cet intervalle, le maximum de pression est défini comme le pic de pression d'impact.

Fréquence d'oscillation des signaux de pression due à une poche d'air emprisonnée lors d'un impact contre une paroi par détection des pic maxima

Comme le montre la figure 3.19, cette méthode consiste à détecter les maxima locaux lors de la décroissance de l'amplitude pour en déduire une moyenne de la pseudo-période et donc de la fréquence d'oscillation. Celle-ci va induire une variation des valeurs de fréquence calculées due à l'écart non constant entre deux pics successifs.

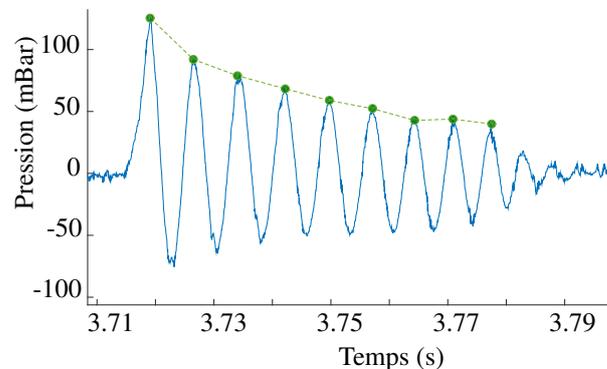


FIGURE 3.19 – Signal de pression mesuré par la voie 15 lors de l'essai CLONCK X6 et maxima locaux détectés

Modèle de décroissance exponentielle et sinusoïdale de l'amplitude

L'allure de l'oscillation de la pression après impact avec enfermement d'une poche d'air évoque un modèle de décroissance de la forme :

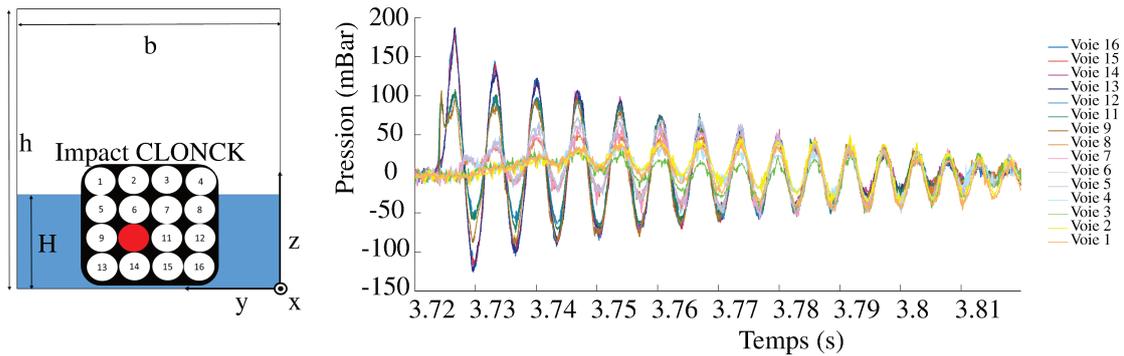
$$p(A, \omega, \Phi, \tau) = A \sin(\omega(t - t_0) + \Phi) e^{-\frac{(t-t_0)}{\tau}}$$

t_0 correspond au temps à partir duquel l'analyse débute, A est le coefficient d'amplitude du signal, ω la pulsation du signal, Φ le déphasage initial et τ le temps caractéristique de la décroissance. Pour identifier ces coefficients, le logiciel Matlab propose une fonction de régression non linéaire `nlinfit` qui demande au préalable une estimation des paramètres recherchés.

3.3.2.2 Pression d'impact de fluide avec enfermement d'une poche d'air, cas CLONCK

Profil des signaux de pression

Au total, la campagne d'essais effectuée a consisté à 35 tests de la configuration CLONCK (3.10). Ce type de test engendre l'enfermement d'une poche d'air contre la paroi et contre la matrice des capteurs de pression (figure 3.20(a)). Les mesures des 15 capteurs de pression échantillonnées à 20kHz sont illustrées figure 3.20(b). Le capteur numéro 10 a été endommagé par la corrosion et a été supprimé.



(a) Schéma de positionnement de la matrice des 16 capteurs

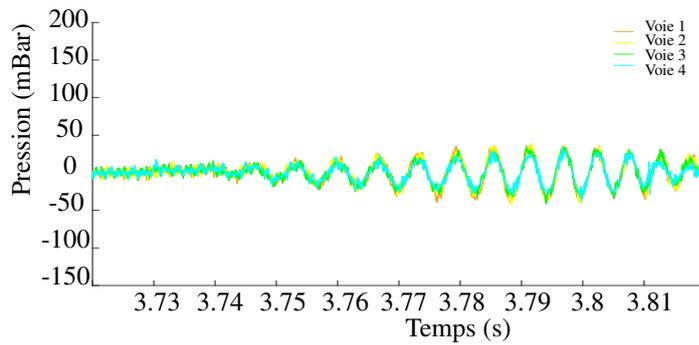
(b) Signaux de pression des 15 capteurs de pression échantillonnés à 20 kHz lors de l'essai CLONCK X1

FIGURE 3.20 – Signaux de pressions échantillonnés à 20 kHz pour chaque voie lors de l'essai CLONCK 1

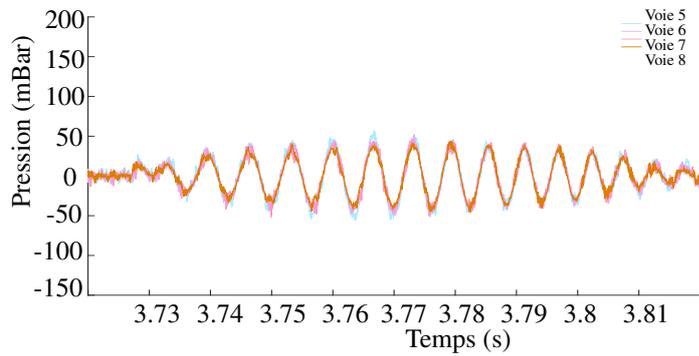
Des oscillations sont observables sur la figure 3.20 (b). Les fréquences des oscillations sont proches pour tous les capteurs et les amplitudes dépendent du positionnement vertical du capteur considéré. Ces oscillations s'atténuent en environ 0.1s . Elles proviennent de l'enfermement de la poche d'air, de sa compression et décompression contre la paroi, de son fractionnement ainsi que de son échappement (phénomène observé par une caméra rapide).

En prêtant une attention particulière aux profils des pressions enregistrés sur les deux dernières rangées de capteurs (voies 9 à 12 et 13 à 16), deux catégories de signaux sont identifiables :

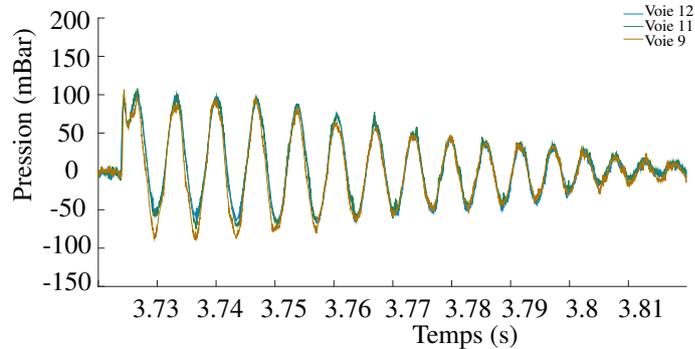
- **Voies 1 à 8** Signaux composés d'oscillations résultant du passage de la poche d'air (Fig. 3.21(a), (b)).
- **Voies 9 à 12** Signaux composés d'un pic correspondant à la localisation de l'impact de la vague déferlante puis d'une oscillation due à la présence de la poche d'air (Fig. 3.21(c)). La collision directe de la crête de la vague est visible avec le premier pic et la compression de la poche d'air dans le second. Ce phénomène a déjà été mis en évidence dans [Hattori *et al.*, 1994].
- **Voies 13 à 16** : Signaux composés uniquement d'oscillations (Fig. 3.21(d)) généralement observables sur la rangée de capteurs situés vers le fond de la cuve et correspondant à l'enfermement de la bulle d'air sans impact de liquide.



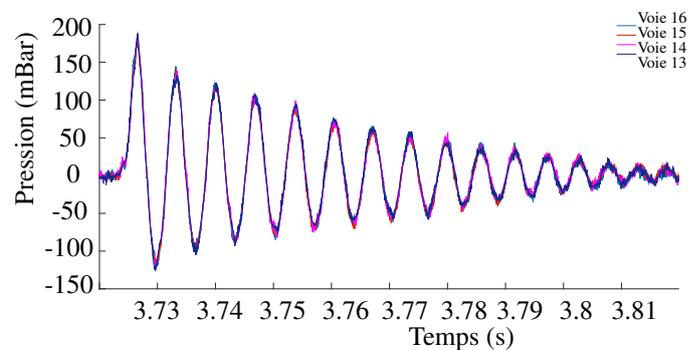
(a) Signaux de pression des voies 1 à 4 lors de l'essai CLONCK X1



(b) Signaux de pression des voies 5 à 8 lors de l'essai CLONCK X1



(c) Signaux de pression des voies 9 à 12 lors de l'essai CLONCK X1

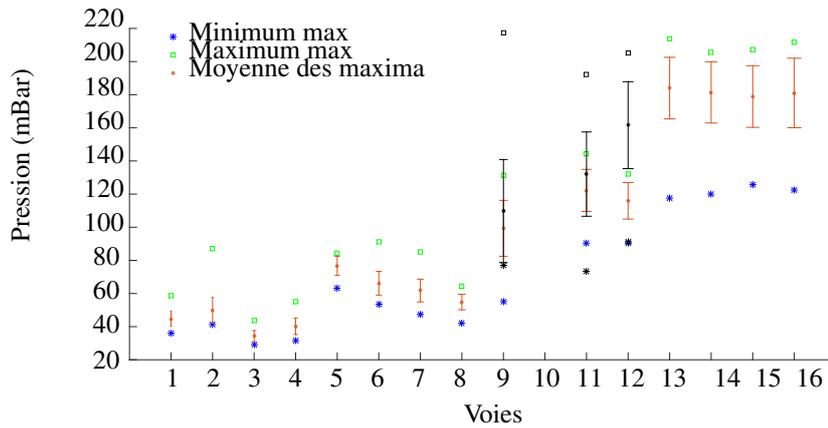


(d) Signaux de pression des voies 13 à 16 lors de l'essai CLONCK X1

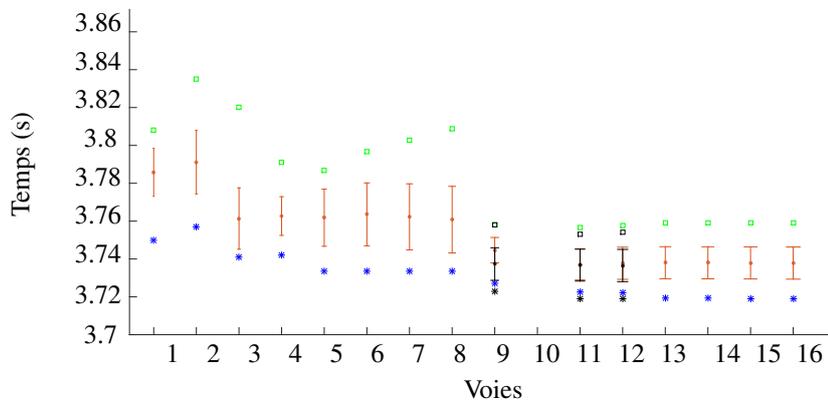
FIGURE 3.21 – Deux formes de profil de signaux de pression rencontrées

Interprétation de la détection des pics de pression

Une procédure sous le logiciel Matlab a été mise en place afin de détecter automatiquement le premier pic de pression. Cette procédure est utilisée pour la détection des pic d'impact dûs à l'arrivée du front de vague sur les capteurs (uniquement voie 9 à 12). Les données correspondant à cette mesure sont présentés en noir sur les figures 3.22(a) et (b). Les informations colorées se rapportent aux maxima de pression dûs à la compression de la bulle d'air.



(a) Moyenne, minimum, maximum et écart-type des premiers pics de pression détectés pour chaque voie sur 30 essais



(b) Temps moyen pour les premiers pics de pression détectés pour chaque voie sur l'ensemble des essais

FIGURE 3.22 – Caractérisation des premiers pics de pression

La figure 3.21(b) permet d'observer que le front de vague vient d'abord impacter les voies 9 à 12 (premier pic observable sur la figure 3.21(c)), créant un emprisonnement d'air dont la compression et la décompression est visible par la suite sur l'ensemble des rangées de capteurs (3.21(d), (b), (a)). En analysant de manière temporelle ce phénomène de compression, la poche d'air se forme au niveau des rangées de capteurs 9 à 16 puis remonte le long de la paroi latérale en passant par la rangée 5 à 8 puis 1 à 4 avant son échappement.

La figure 3.22(a) met en évidence que les valeurs de pression dues à la compression de la poche d'air décroissent le long de la paroi latérale, les capteurs 13 à 16 étant situés proche du fond de

la cuve. En effet, les voies 13 à 16 enregistrent en moyenne des pics de pressions de 180mBar , les voie 9 à 12 110mBar , les voie 5 à 8 60mBar et les voie 1 à 4 des pics de pression d'environ 30mBar . Pour les capteurs 9 à 12, le front de vague engendre des pressions supérieures de 15mBar à celles dues à la compression. Concernant les instants des pics enregistrés (figure 3.22(b)), on remarque un mouvement 2D avec les premiers pics enregistrés sur les voies 9 à 12 puis ceux enregistrés sur les voies 13 à 16. Cette observation peut s'expliquer par le fait que la compression de la poche d'air engendrée par le retournement de la vague contre la paroi s'effectue de manière 2D.

Au vu des pressions maximales d'impact, le phénomène peut être considéré 2D sur les deux dernières rangées de capteurs et plus aléatoire sur les deux rangées supérieures. En effet, l'échappement de la bulle d'air est moins répétable que sa formation, les signaux des capteurs 1 à 8 ont été écartés de notre étude statistique.

Utilité des cartes crêtes

Deux types d'acquisitions ont été utilisés pour caractériser les maxima de pressions engendrées par un impact CLONCK :

- Cartes d'acquisition standards
- Cartes crêtes

Afin d'illustrer les signaux de pression enregistrés par chaque carte et pour chaque capteur, la figure 3.23 superpose les signaux de pression temporels obtenus pour les deux types de cartes. Ces signaux correspondent à l'enregistrement des signaux de pression lors de l'essai 1 : les courbes avec oscillation sont obtenues avec un échantillonnage à 20kHz et les courbes rouges correspondent aux signaux acquis avec les cartes mémoires crêtes échantillonnées à 2kHz . Pour rappel, les cartes crêtes permettent seulement d'étudier la valeur du premier pic de pression, soit pour les voies 9 à 12 la pression engendrée par l'impact du front de vague et pour les capteurs 13 à 16 la pression engendrée par la compression de l'air.

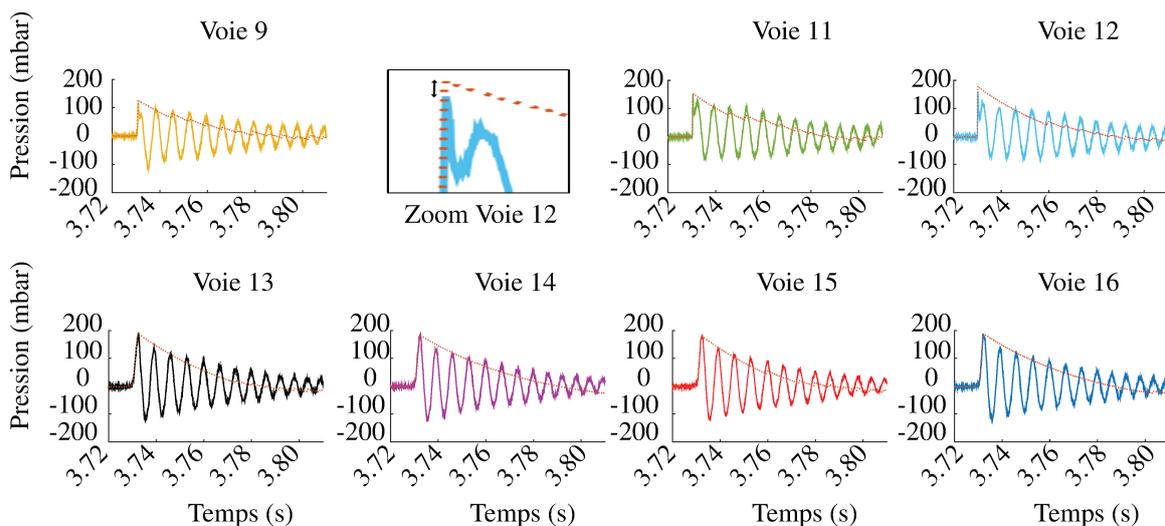


FIGURE 3.23 – Superpositions des profils de pression par voie enregistrés par deux moyens d'acquisition différents sur l'essai 22

Les données obtenues par les cartes mémoires crête sont très intéressantes pour les mesures des valeurs des pressions des voies 9 à 12 (Fig. 3.21(a)). En effet, en chargeant et en se libérant de la contrainte d'un échantillonnage haute fréquence, ces cartes permettent d'enregistrer plus précisément les valeurs maximales de pression lors de l'impact fluide (Fig. 3.23). Dans le tableau 3.3, l'écart (en pourcentage) entre les valeurs obtenues par les deux types d'acquisition sur 30 essais sur la rangée de capteurs composée des voies 9 à 16 y est exposé.

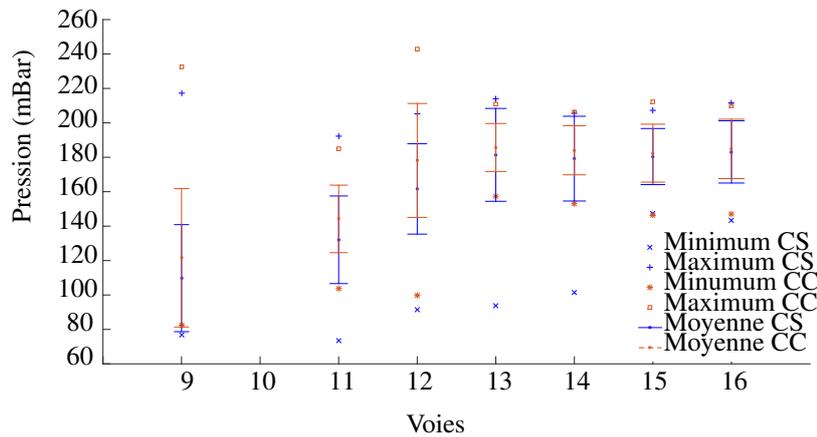


FIGURE 3.24 – Comparaisons des valeurs de pics de pression maximum enregistrées pour les voies 9 à 16 par les cartes standard et les cartes crêtes

	Voie 9 (%)	Voie 11 (%)	Voie 12 (%)	Voie 13 (%)	Voie 14 (%)	Voie 15 (%)	Voie 16 (%)
Pics de Pression							
Essai 22 (Fig.3.23)	11.93	4.87	7.85	1.27	-0.68	0.55	0.66
Pics de pression moyennés sur 30 essais	10.74	10.32	10.58	4.92	4.52	1.16	1.01

TABLE 3.3 – Différences du maximum des premiers pics de pression (crête et standard)

Voie 9 (s)	Voie 11 (s)	Voie 12 (s)	Voie 13 (s)	Voie 14 (s)	Voie 15 (s)	Voie 16 (s)
5.7×10^{-4}	2.8×10^{-4}	3.1×10^{-4}	2.3×10^{-3}	2.2×10^{-3}	2.1×10^{-3}	2.0×10^{-3}

TABLE 3.4 – Temps de montée moyennés du pic de pression sur 30 essais

En conclusion, cette étude comparative permet de mettre en évidence que les cartes crêtes sont avantageuses sur les voies 9 à 12 car la mesure du pic de pression par un échantillonnage à 20kHz n'est pas suffisant. Cependant, les mesures sur les voies 13 à 16 ne nécessitent pas ce type d'acquisition. En effet, sur ces voies le phénomène est plus lent rendant un échantillonnage à 20kHz acceptable pour déterminer la pression maximale engendrée par la compression de la poche d'air.

Oscillation de la poche d'air

Il est intéressant de chercher à comprendre plus en détail ce phénomène d'emprisonnement de poche d'air et les oscillations qu'elle engendre. Pour cela nous nous focalisons sur les mesures enregistrées par les voies 13 à 16, localisation de la création de la poche d'air. En utilisant la méthode de détection des 8 premiers maxima locaux (3.3.2.1), la fréquence moyenne obtenue sur l'ensemble des essais est d'environ $153.25Hz$ avec un écart-type moyenné sur l'ensemble des voies et sur chaque essai de $0.75Hz$ (figure 3.25).

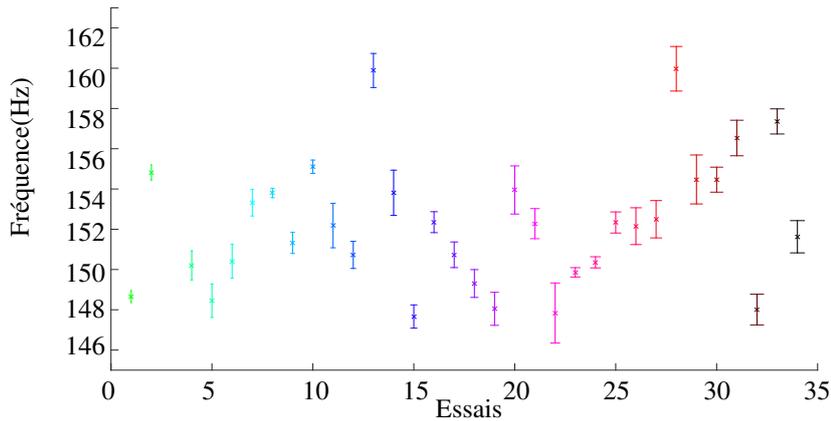


FIGURE 3.25 – Écart type de la fréquence d'oscillation de la bulle d'air après impact sur la moyenne des voies 13 à 16 et par essai par la méthode de détection des maxima locaux

Les écarts types pour chaque essai sont relativement faibles, la poche d'air oscille de la même manière sur l'ensemble des capteurs (voies 13 à 16), le phénomène peut être considéré comme 2D.

Modèle de décroissance exponentielle et sinusoïdale de l'amplitude

La compression de cette poche d'air peut également être traduite par un modèle de décroissance exponentielle et sinusoïdale de l'amplitude. Comme décrit dans le paragraphe 3.3.2.1, on cherche maintenant à identifier les coefficients du signal de pression sous la forme :

$$p(A, \omega = 2\pi f_{ap}, \phi, \tau) = A \sin(\omega(t - t_0) + \phi) e^{-\frac{(t-t_0)}{\tau}}. \quad (3.7)$$

Les résultats obtenus avec la fonction `nlinfit` de Matlab sont présentés dans le tableau 3.5.

Le coefficient pré-exponentiel A correspond par construction à l'amplitude estimée du pic maximum. La fréquence d'oscillation estimée en moyenne entre $150.7Hz$ et $150.8Hz$ est du même ordre de grandeur que celle mesurée par la méthode de détection des maxima locaux ($153Hz$ en moyenne) bien que légèrement inférieure. Le temps caractéristique obtenu est proche de $30ms$ ⁴. Si on considère que le régime stationnaire est obtenu à 0.7% de la valeur d'amplitude initial, on obtient un temps d'amortissement de $5 \times 0.03 = 0.15s$. Le temps d'amortissement est légèrement surestimé par cette méthode car elle ne prend pas en compte la variation de la période en fonction du temps que nous pouvons observer sur le signal réel. En réalité, le temps d'amortissement est de $0.1s$.

4. En considérant que la période d'oscillation est constante, ce qui s'avère faux à partir de $t = 3.78s$

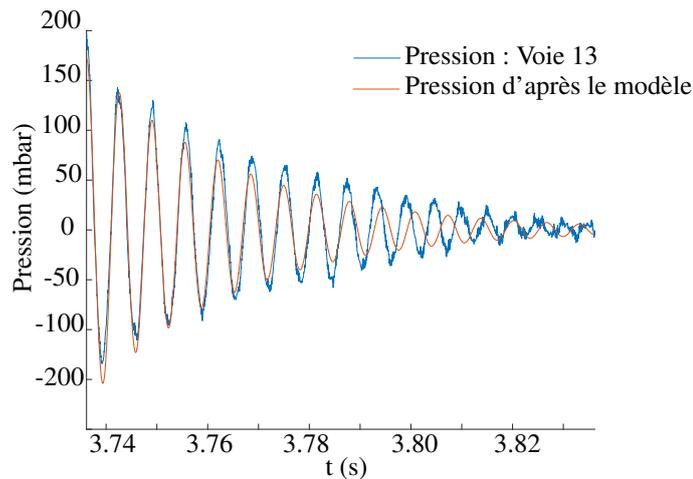


FIGURE 3.26 – Comparaison du signal de pression initial et du modèle non-linéaire estimé pour l’essai CLONCK X1, voie 13. Les paramètres estimés valent : ($A = 172.2\text{mbar}$), ($\omega = 971.2\text{s}^{-1}$), ($\phi = 1.56$) et ($\tau = 28.8\text{ms}$)

Voie		13	14	15	16
A (mbar)	moyenne	158.4	158.6	158.7	161.0
	écart-type	15.3	15.7	15.5	15.2
	max	179.5	180.8	179.8	179.9
	min	104.5	104.6	105.1	106.8
$f_{ap} = \frac{\omega}{2\pi}$ (Hz)	moyenne	150.7	150.7	150.7	150.8
	écart-type	4.6	4.5	4.6	4.6
	max	160.4	160.4	160.4	160.4
	min	133.2	133.3	133.3	133.3
ϕ (rad)	moyenne	1.65	1.61	1.54	1.43
	écart-type	0.11	0.11	0.14	0.16
	max	1.94	1.89	1.90	1.75
	min	1.36	1.31	1.28	1.13
τ (ms)	moyenne	29.7	29.7	29.7	29.8
	écart-type	1.1	1.1	1.1	1.1
	max	32.3	32.4	32.5	32.4
	min	26.2	26.3	26.3	26.3

TABLE 3.5 – Paramètres du modèle de décroissance exponentielle sinusoïdale estimés pour chaque voie pour les impacts de type CLONCK

Comparaison des résultats à des lois empiriques existantes

La publication d’Hattori et al. [Hattori *et al.*, 1994] expose leur propre loi empirique de pression d’impact de type *plunging breaker* (équivalent à l’effet CLONCK) en fonction du temps de montée associé. L’étude complémentaire des lois empiriques issues des articles de Weggel & Maxwell 1 [Weggel et Maxwell, 1970], Witte [Witte, 1988] et Kirkgöz [Kirkgöz, 1990] permet cependant de nuancer cette analyse.

Les lois répertoriées de type puissance sont les suivantes :

Hattori et al. [Hattori <i>et al.</i> , 1994]	$p_{impact} = 220 t_{montee}^{-3/4}$
Weggel & Maxwell 1 [Weggel et Maxwell, 1970]	$p_{impact} = 485 t_{montee}^{-1}$
Weggel & Maxwell 2 [Weggel et Maxwell, 1970]	$p_{impact} = 232 t_{montee}^{-1}$
Kirkgöz [Kirkgöz, 1990]	$p_{impact} = 255 t_{montee}^{-0.9}$
Witte [Witte, 1988]	$p_{impact} = 261 t_{montee}^{-0.65}$

TABLE 3.6 – Lois empiriques de pression d’impact en fonction du temps de montée

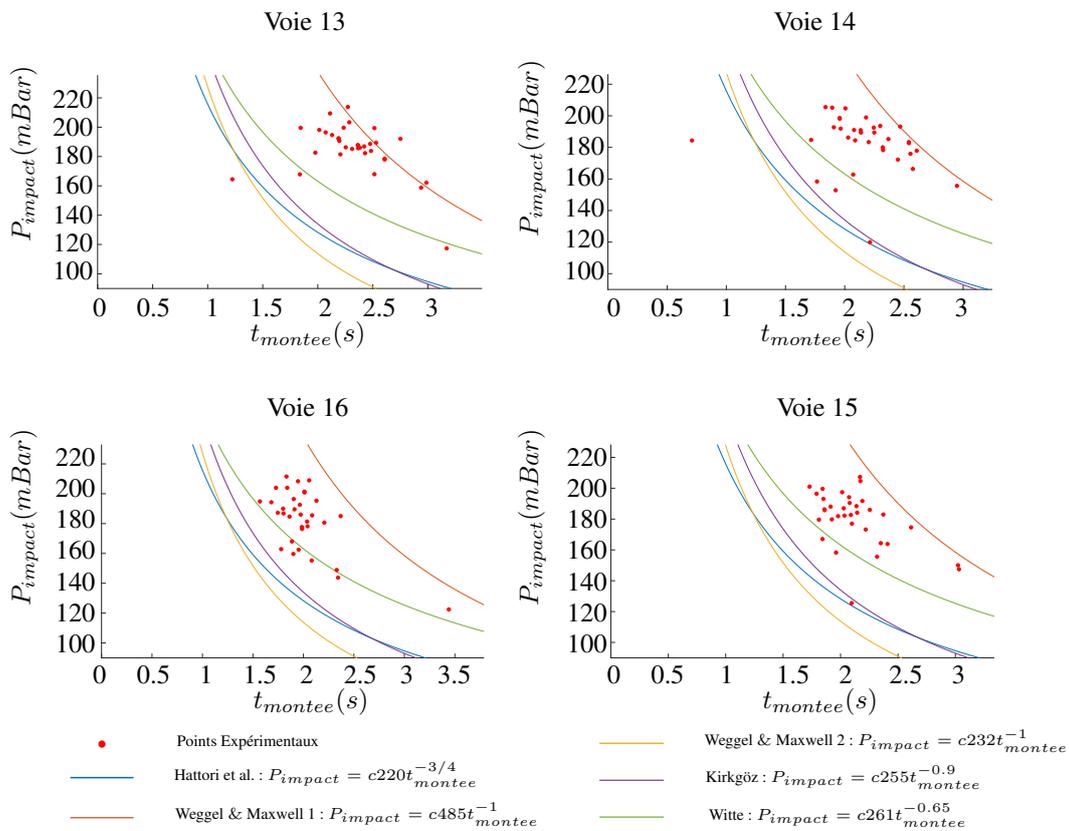


FIGURE 3.27 – Comparaison des données expérimentales de pression d’impact et de temps de montée à plusieurs modèles empiriques. Coefficient de conversion $\frac{gf}{cm^2} \leftrightarrow mbar$ $c = 0.9807$

La figure 3.27 illustre ces lois pour les voies 13 à 16 avec les points expérimentaux obtenus lors de nos essais. La pression d’impact utilisée correspond à la pression du premier pic détecté.

Les lois montrées ici ont été établies pour des impacts avec emprisonnement de bulle d’air. On remarque donc que les points issus des essais expérimentaux sont bien encadrés par les lois de Hattori et al. [Hattori *et al.*, 1994] ainsi que celles de Weggel & Maxwell 2 [Weggel et Maxwell, 1970].

Hattori et al. [Hattori *et al.*, 1994] ont également estimé des lois reliant la pression d'impact et la fréquence d'oscillation de la poche d'air à l'épaisseur l_{ap} de celle-ci. Avec f_{ap} en Hz, p_{impact} en gf/cm^2 et l_{ap} en cm , ces lois s'écrivent :

$$f_{ap} = 180 l_{ap}^{1/2} \quad (3.8)$$

$$p_{impact} = 220 l_{ap}^{1/2} \quad (3.9)$$

De ces deux lois, il est possible d'identifier l'épaisseur des poches d'air générées lors des impacts CLONCK, sachant que les mesures de fréquence et de pression d'impact sont obtenues indépendamment l'une de l'autre.

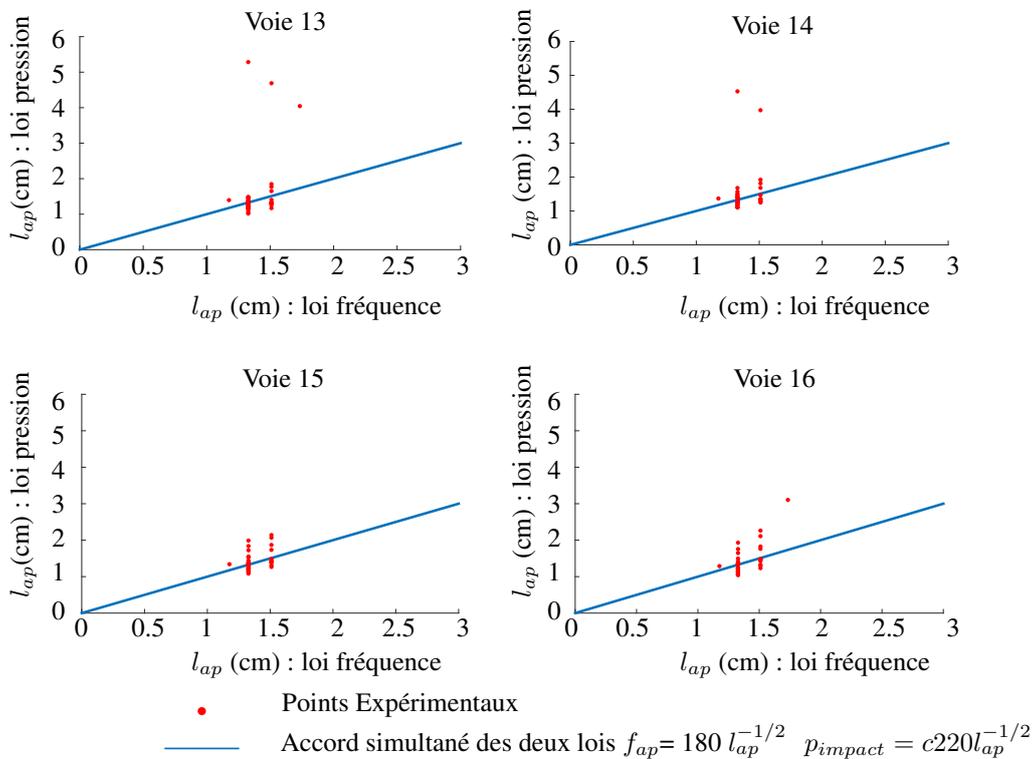


FIGURE 3.28 – Épaisseurs des poches d'air déduites de lois empiriques de Hattori. coefficient de conversion $\frac{gf}{cm^2} \leftrightarrow mbar$ $c = 0.9807$

On trace figure 3.28 pour chacune des voies, la valeur de l'épaisseur obtenue à l'aide de l'équation (3.9) en abscisse que l'on compare à la valeur obtenue d'après l'équation (3.8) en ordonnée. La ligne bleue représente l'adéquation simultanée des deux lois, on remarque à nouveau que ces lois fonctionnent très bien pour la rangée inférieure de capteurs.

Globalement l'épaisseur de la poche d'air est estimée entre $1.5cm$ et $2cm$ ce qui correspond à ce que l'on peut distinguer visuellement sur les images issues de la caméra du système PIV (Cf. 3.3.3.3).

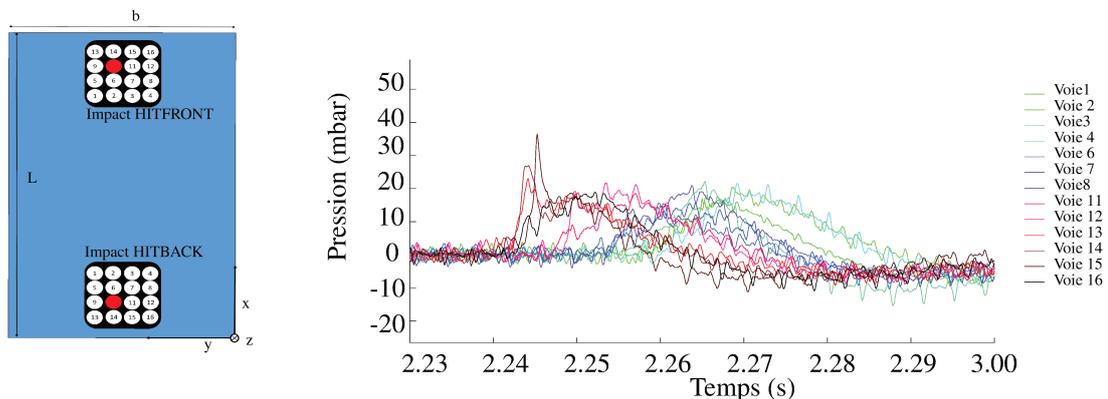
3.3.2.3 Pression d'impact de fluide le long d'une paroi solide, cas HIT

L'étude des impacts HIT successifs est composée de trente essais pour chaque localisation d'impact (HITFRONT et HITBACK). On appelle HITFRONT et HITBACK respectivement l'étude du premier impact et l'étude du second impact. Dans ce cas de haut niveau de remplissage plusieurs impacts successifs ont lieu sur la paroi supérieure de la cuve. Les capteurs de pressions sont très fragiles et un biais de mesure peut apparaître sur les capteurs. C'est pour cette raison que les mesures de pression sur la voie 9 ont été écartées car les signaux obtenus étaient inférieurs à la pression seuil de détection de pic de pression fixée à 21mBar .

Premier impact HITFRONT

Signaux des pressions d'impact

Les signaux de pression HIT ont été filtrés par un filtre passe-haut de type ButterWorth avec une fréquence de coupure de 80Hz afin de limiter la dérive des capteurs. En effet, les capteurs PCB[®] utilisés sont des capteurs à électronique intégrée qui chauffent, à l'origine d'un delta de température lors de l'impact fluide sur leur zone sensible et créant ainsi une dérive significative. Cette dérive n'était pas observable lors de l'impact CLONCK car les capteurs étaient immergés dans le fluide.



(a) Schéma de positionnement de la matrice de 16 capteurs (vue de dessus)

(b) Profil de pression des 16 capteurs de pressions échantillonné à 20 kHz

FIGURE 3.29 – Signaux de pressions échantillonnés à 20 kHz pour chaque voie lors de l'essai HITFRONT X1

Lors du premier impact HITFRONT, comme le montre la figure 3.29 (b), la dernière rangée de capteurs de pression (voie 13 à 16), celle la plus proche près de la localisation de l'impact, détecte des pics de pressions de l'ordre de 40mBar . La troisième rangée de capteurs (9 à 12) enregistre des impacts de l'ordre de 15mBar avec un décalage en temps de 0.005s . Les deuxième et première rangées de capteurs mesurent une pression d'impact entre 2 et 10mBar avec également un décalage de temps. Le déroulement temporelle est également visible sur la figure 3.31(b). Ces résultats s'expliquent par le fait que l'impact a lieu dans le coin supérieur de la cuve au plus proche de la dernière rangée de capteurs, puis un jet le long de la paroi se crée en impactant les rangées de capteurs les unes à la suite des autres (fig. 3.30).

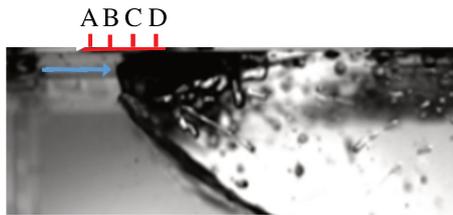
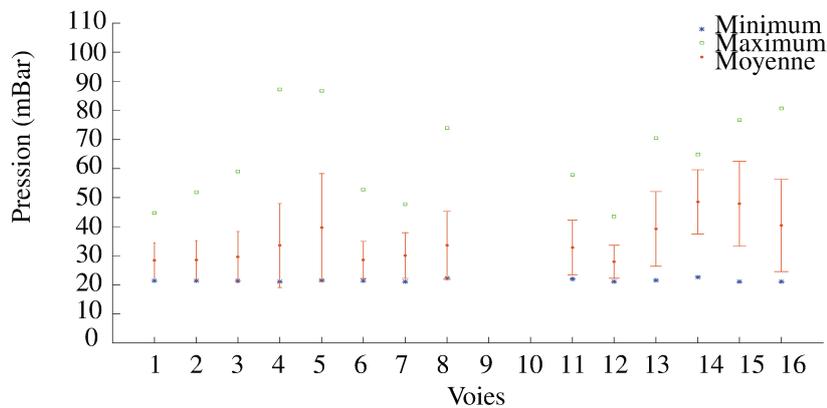
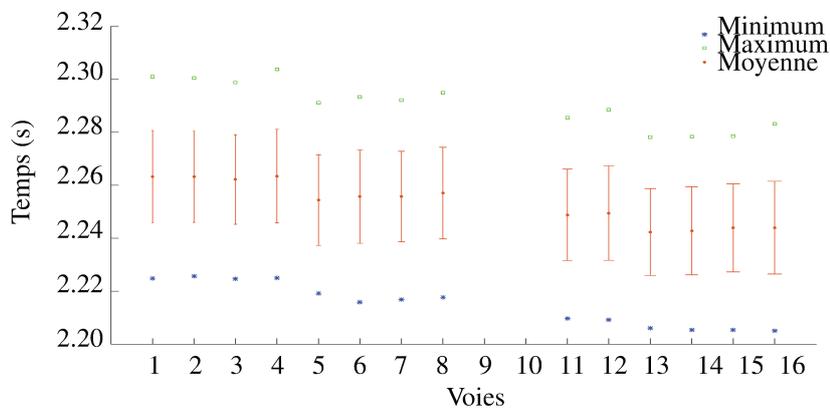


FIGURE 3.30 – Jet induit par un impact HIT le long de la matrice de capteur de pressions

Interprétation de la détection des pics d'impact



(a) Moyenne, minimum, maximum et écart-type des premiers pic de pression détectés pour chaque voie sur 30 essais



(b) Temps moyen pour les premiers pics pression détectés pour chaque voie sur l'ensemble des essais

FIGURE 3.31 – Caractérisation des premiers pics de pression HITFRONT

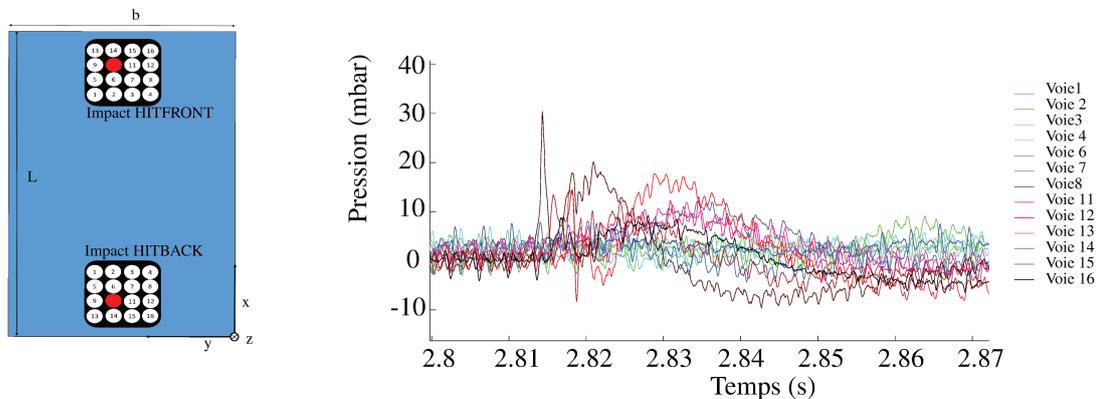
En considérant l'ensemble des essais HITFRONT, la figure 3.31 (a) expose la moyenne des maxima de pression mesurée ainsi que les valeurs extrémales détectées sur l'ensemble des essais. Les capteurs 1, 3, 6 à 12 ont des valeurs moyennes autour de 30mBar tandis que les capteurs 13 à 16 (dernière rangée de capteur) ont fourni des valeurs moyennes légèrement supérieures autour de 45mBar . Les écarts type sont du même ordre de grandeur pour toutes les voies, même s'ils sont importants par rapport aux valeurs mesurées.

Sur la figure 3.31(b), la détection du pic d'impact se retrouve sur les capteurs 13 à 16 à 2.24s après le début de l'essai car ils sont au plus proche du lieu d'impact, ensuite sur les voies 11 et 12, puis les voies 5 à 8 et enfin à 2.26s sur les capteurs 1 à 4. Cela traduit un phénomène 2D car un delta de temps est enregistré pour la pression d'impact entre chacune des rangées de capteurs.

Second impact HITBACK

Signaux des pressions d'impact

Les formes des signaux de pression détectées à l'arrière de la cuve lors du deuxième impact sont similaires à ceux que l'on a pu observer lors du HITFRONT avec toutefois une perte d'énergie engendrée par le premier impact HITFRONT. Les capteurs 13 à 16 sont les capteurs les plus proches de l'impact.



(a) Schéma de positionnement de la matrice de 16 capteurs (vue de dessus) (b) Signaux de pression des 16 capteurs de pressions échantillonnés à 20 kHz lors de l'essai 1

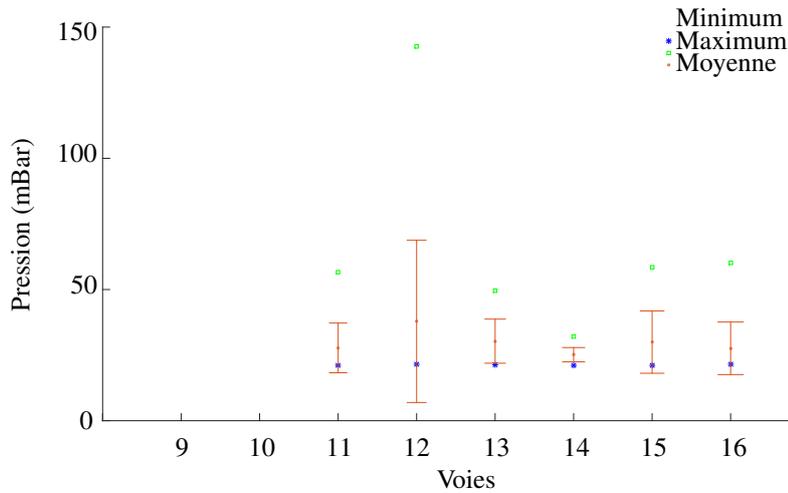
FIGURE 3.32 – Signaux de pressions échantillonnés à 20 kHz enregistrés pour chaque voie lors de l'essai HITBACK 1

Sur la figure 3.32(b), l'impact fluide est plus visible sur la voie 15 que sur les autres voies de la même rangée. En effet, suite au premier impact HITFRONT, le second impact HITBACK n'est généralement pas 2D. Ceci s'explique par le fait que le premier impact engendre un jet instable qui retombe dans l'eau de façon non uniforme et créant une structure 3D.

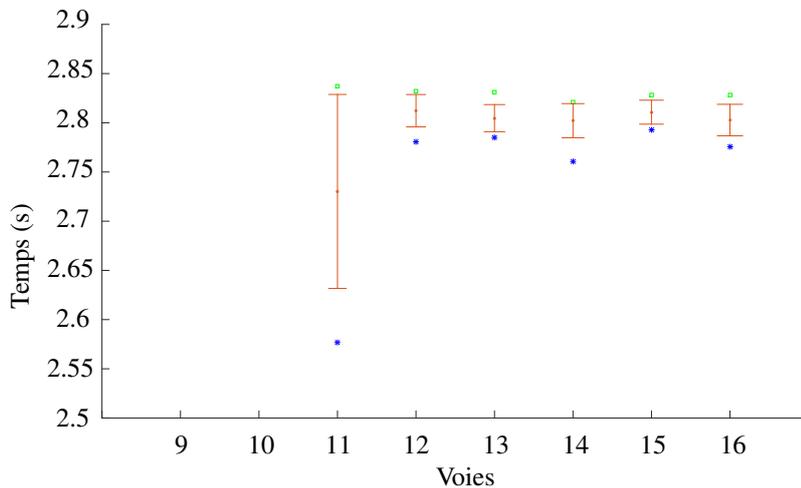
Interprétation de la détection des pics d'impact

Dans le cas du HITBACK, les valeurs enregistrées par les capteurs 1 à 8 ne sont pas présentées. Il faut savoir que les pressions enregistrées sur ces voies sont généralement créées par le premier impact HITFRONT. Ce premier impact crée un jet induisant une dérive en température sur les capteurs 1 à 11, ne permettant plus de mesurer la pression du second impact (HITBACK).

La figure 3.33 (a) illustre la moyenne des maxima de pression mesurée ainsi que les valeurs extrémales détectées sur l'ensemble des essais. Ayant perdu de l'énergie lors du premier impact HITFRONT, les pressions d'impact mesurées lors du HITBACK sont plus faibles de 15mBar. De plus, les écarts-types mesurés par les capteurs d'une même rangée (voie 13 à 16) sont plus



(a) Moyenne, minimum, maximum et écart-type des premiers pic de pression détectés pour chaque voie sur 30 essais



(b) Temps moyen pour les premiers pics pression détectés pour chaque voie sur l'ensemble des essais

FIGURE 3.33 – Caractérisation des premiers pics de pression HITBACK

dispersés que ceux de la figure 3.31(a), ce qui permet de supposer que l'impact n'est plus 2D et moins répétable d'un essai à l'autre.

Même en ignorant les données enregistrées pour la voie 11, sur la figure 3.33(b), nous pouvons constater des écarts types temporels plus importants que ceux de la figure 3.31(b). Cela confirme le fait que l'impact HITBACK est moins répétable que l'impact HITFRONT.

3.3.2.4 Comparaison des deux impacts et des enregistrements par les voies crêtes

Comme nous le montre le tableau 3.7, dans les deux cas d'étude, HITFRONT et HITBACK, l'utilisation des cartes crêtes est désavantageuse.

Cette étude (tableau 3.8) confirme ce que nous avons observé lors du CLONCK au paragraphe

	Voie 11	Voie 12	Voie 13	Voie 14	Voie 15	Voie 16
HITFRONT	-11.61 (%)	-5.65 (%)	-10.92 (%)	-6.22 (%)	-17.16 (%)	-12.89 (%)
HITBACK	-34.54 (%)	-24.55 (%)	-13.61 (%)	-26.45(%)	-30.81 (%)	-22.40 (%)

TABLE 3.7 – Différences du maximum des premiers pics de pression moyennées (crête et standard)

3.3.2.2, à savoir que les cartes crêtes ne nous permettent pas d’obtenir des résultats probants du fait d’un temps de montée trop lent. Par contre, ce temps de montée de l’ordre de $10^{-3}s$ est adapté pour que le pic de pression soit bien identifié avec un échantillonnage de $20kHz$.

	Voie 11 (s)	Voie 12 (s)	Voie 13 (s)	Voie 14 (s)	Voie 15 (s)	Voie 16 (s)
HITFRONT	2.6×10^{-3}	2.3×10^{-3}	1.8×10^{-3}	1.8×10^{-3}	2.0×10^{-3}	2.1×10^{-3}
HITBACK	2.8×10^{-3}	3.3×10^{-3}	2.3×10^{-3}	2.5×10^{-3}	2.2×10^{-3}	1.9×10^{-3}

TABLE 3.8 – Temps de montée moyennées des pressions d’impact

Les données de pressions sont des données très locales et délicates à traiter. En effet, malgré une bonne représentation du mouvement global du fluide à travers l’étude des forces fluide, nous avons pu voir que le phénomène local est plus aléatoire et donc plus difficile à caractériser. Il est donc intéressant d’étudier le champ de vitesse de l’écoulement afin d’avoir une mesure située entre la mesure globale (force) et la mesure locale (pression d’impact).

3.3.3 Extraction du champ de vitesse de l’écoulement fluide par mesure PIV

La méthode **PIV** permet d’obtenir le champ de l’écoulement fluide (mesure globale et in-situ) à des instants précis avec une résolution spatiale importante. Le champ de vitesse est extrait à partir d’images de particule présentes dans l’écoulement mais qui n’ont aucune influence sur celui-ci. Ces données peuvent être directement comparées avec des résultats numériques, cependant elle permettent également de déterminer le champ de pression du fluide.

3.3.3.1 Paramètres

Dans cette section, les différents paramètres employés sont détaillés pour chaque étape et permettent l’aboutissement du calcul **PIV**.

Calibration

Avant de débiter les essais, il est nécessaire de procéder à une étape de calibration pour recalibrer en post-traitement le repère image avec le repère du laboratoire. Si l’objectif utilisé a tendance à beaucoup déformer l’image (avec un grand angle par exemple) cette calibration se fait en plaçant une mire dans le plan de la nappe laser qui va permettre de calculer la correction à appliquer sur toutes les autres images. Dans notre cas, cette déformation a été négligée et la calibration a été simplement effectuée en plaçant un régllet contre le paroi dans le plan de la nappe laser pour en déduire l’équivalence $Pixel/mm$ et l’origine du repère choisi.

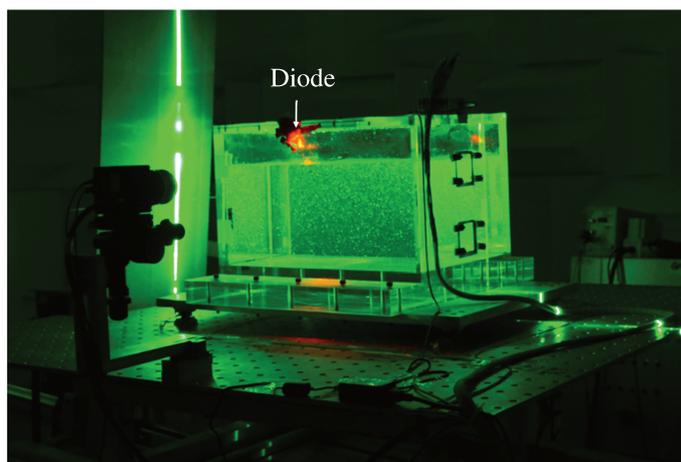


FIGURE 3.34 – Cuve remplie etensemencée avec de la Pliolite[®], illuminée par les impulsions Laser avec diode allumée pour la correction de la vibration

Pré-traitement

Une fois l'image capturée, il s'avère parfois nécessaire d'utiliser des filtres numériques qui rendent les particules de traçage plus visibles. On peut également appliquer des masques qui définissent les zones du champ visible par la caméra, dans lesquelles le calcul ne sera pas effectué. Dans notre cas, un filtre géométrique a été appliqué sur des zones hors fluide puis un masque algorithmique pour ne pas traiter toute la zone qui se trouve au dessus de la surface libre. Un filtre de maximum glissant sur une taille de 21Pixels est appliqué favorisant l'émergence des zones bienensemencées par rapport aux autres (comme l'air). L'utilisation d'une fonction seuil permet enfin de ne garder que les pixels ayant une intensité lumineuse inférieure à 61counts ⁵. Lors de la descente sur banc de la partie mobile, la caméra placée sur un bras métallique subit des vibrations qui auront besoin d'être corrigées sous peine d'induire des déplacements "parasites" des particules et fausseraient les résultats. Les essais se déroulant dans l'obscurité, il a fallu trouver une solution pour obtenir un "point d'ancrage" servant de référence pour corriger la vibration. C'est pourquoi une diode lumineuse rouge (non filtrée par le filtre passe haut) utilisée pour translater chaque image afin qu'elle se superpose à la première de la série. Cette diode est visible figure 3.34. Cette technique repose sur une méthode rapide de [Fast Fourier Transform \(FFT\)](#) garantissant une précision inférieure au pixel.

Fenêtre d'interrogation et chevauchement

La taille de la fenêtre s'exprime comme une puissance de 2. La technique employée ici est une technique multi-passes avec taille de fenêtre décroissante. Une fenêtre trop grande implique une trop grande approximation spatiale 3.35 (a), une fenêtre trop petite peut engendrer la perte de particules dans la fenêtre choisie entre la première et seconde image d'un même doublon 3.35 (b).

5. Unité de mesure sur l'image CCD

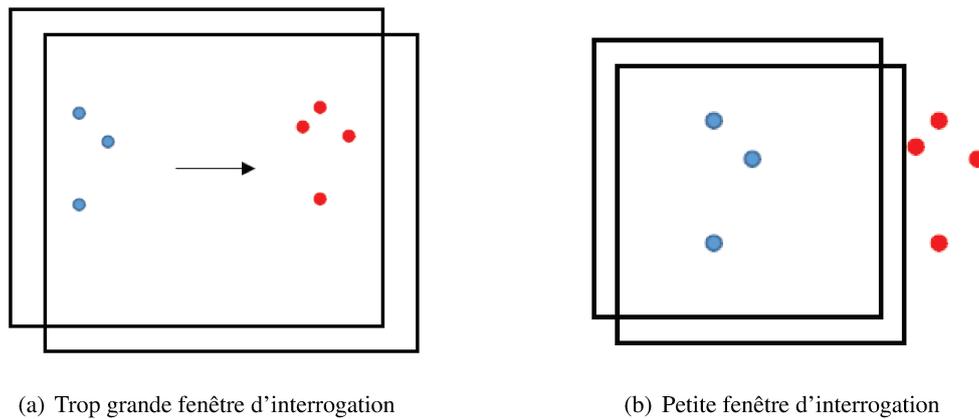
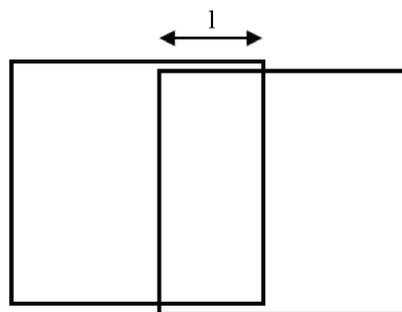


FIGURE 3.35 – Taille des fenêtres d'interrogation

La méthode multi-passe débute l'étude avec une fenêtre large puis utilise le résultat obtenu pour réduire la taille de la fenêtre afin de limiter les approximations spatiales, tout en évitant la perte de particules.

La taille initiale est une fenêtre carrée de 128Pixels de côté pour une première estimation du déplacement des particules, puis en divisant successivement la taille du côté par deux on finit par une passe à une taille de fenêtre finale de 32Pixels . Enfin, la dernière passe se fait dans une fenêtre d'interrogation déformée elliptiquement en tirant profit des estimations du déplacement des passages précédents.

Une fenêtre de 32Pixels de côté est une taille fréquemment choisie dans les travaux de PIV car elle offre un bon compromis entre temps de calcul et résolution spatiale.

FIGURE 3.36 – Chevauchement des fenêtres d'interrogation, l : distance de recouvrement

Afin d'augmenter la résolution spatiale, il est possible de chevaucher les fenêtres d'interrogations (figure 3.36) au lieu de simplement les choisir en "damier". Ainsi les particules en bord de fenêtre se retrouvent centrées sur la fenêtre voisine et sont utilisées pour une meilleure corrélation. Dans cette étude, un chevauchement de 75% a été choisi.

Délai Δt entre deux expositions

Ce délai Δt égal à l'intervalle de temps mesuré entre les deux impulsions laser. Il doit être choisi avec soin et ne doit pas être trop grand sous peine que les particules se trouvant dans une fenêtre d'interrogation à l'instant t en sortent complètement à l'instant $t + \Delta t$, faussant complètement la corrélation. Keane et Adrian [Keane et Adrian, 1990] conseillent également une valeur telle que le déplacement maximum des particules n'excède pas 1/4 de la taille du côté de la fenêtre d'interrogation. Pour nos cas de freinage un temps $\Delta t = 500\mu s$ a été choisi et a permis d'effectuer des calculs dans de bonnes conditions. La figure 3.38 montre l'ordre de grandeur du déplacement maximal que l'on peut obtenir lors d'un impact de vague sur la paroi.

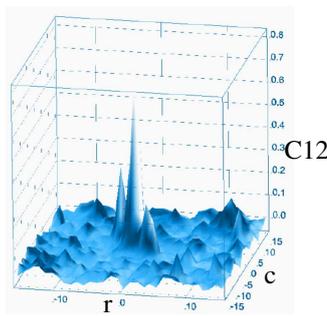
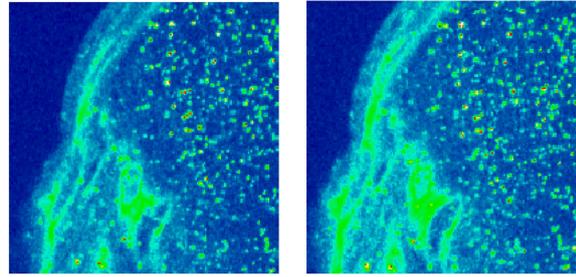


FIGURE 3.37 – Exemple de pic de corrélation sur une fenêtre de 32 Pixels de côté.



(a) Image 1 : t

(b) Image 2 : $t + \Delta t$

FIGURE 3.38 – Zoom sur une portion d'image entre deux impulsions Laser consécutives

Calcul PIV

Les précédents paramètres déterminés, le calcul de corrélation pour chaque fenêtre d'interrogation doit être réalisé. On appelle $I_1(m, n)$ et $I_2(m, n)$ le doublet d'images d'une fenêtre d'interrogation donnée, avec

$$1 \leq m, n \leq W$$

où W est la taille en pixel du côté de la fenêtre d'interrogation. On calcule la corrélation croisée $C_{12}(r, c)$ de ces deux images d'après l'équation (3.10).

$$C_{12}(r, c) = \sum_{m=1}^W \sum_{n=1}^W I_1(m, n) \times I_2(m - r, n - c), \quad (3.10)$$

avec $-(W_1) \leq r, c \leq W_1$ et où r et c sont les décalages des images l'une par rapport à l'autre. Pour éviter la détection de faux pics dus à la variation de la moyenne locale de la luminosité, il est nécessaire de normaliser avec $\sqrt{\sum_{(m,n)} (I_1(m, n) - \bar{I}_1)^2} \times \sqrt{\sum_{(m,n)} (I_2(m - r, n - c) - \bar{I}_2)^2}$, où \bar{I}_1 et \bar{I}_2 sont les moyennes des intensités lumineuse sur toute la fenêtre. Le nombre d'opérations nécessaires pour faire ce calcul est de l'ordre de $O(W^4)$.

La figure 3.37 montre le résultat typique que l'on peut obtenir à l'issue de ce calcul. On cherche alors la position du pic de corrélation de C_{12} avec des méthodes d'interpolation adéquates pour obtenir une précision inférieure au pixel. On en déduit ainsi le déplacement $\delta \vec{X}$ le plus probable du motif de particules situées dans les fenêtres I_1 et I_2 , dont on déduit le vecteur vitesse global

pour cette fenêtre :

$$\vec{V} = \frac{\delta \vec{X}}{\Delta t}, \quad (3.11)$$

Le théorème de Wiener-Khinchin selon lequel la corrélation croisée $f * g$ de deux signaux f et g peut-être calculée dans le domaine fréquentiel permet d'accélérer les calculs :

$$f * g = \mathcal{F}^{-1} \{ F_f F_g^* \} \quad (3.12)$$

Où F_f et F_g sont respectivement la transformée de Fourier de I_1 et le conjugué de la transformée de Fourier complexe de I_2 . \mathcal{F}^{-1} est la transformée de Fourier inverse. La complexité globale du calcul est ainsi réduite à $O(W^2 \ln W)$. L'hypothèse de la périodicité du domaine suggèrerait que la corrélation croisée basée sur la FFT produit des résultats moins précis que l'approche directe. Néanmoins, son efficacité numérique fait d'elle une méthode adaptée dans les cas où le calcul de PIV est fait en plusieurs passes comme c'est le cas ici.

Filtrage et post-traitement du champ de vecteur brut obtenu

Le champ de vecteurs obtenu contient presque toujours des vecteurs aberrants en raison des erreurs de corrélation causées par des problèmes optiques comme les reflets. Ce type de vecteur est mis en évidence sur la figure 3.39.

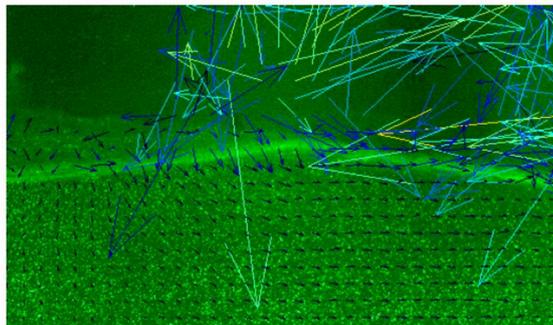


FIGURE 3.39 – Exemples de "Faux" vecteurs

Il peut également arriver que dans une zone où l'ensemencement soit insuffisant aucun vecteur ne soit détecté.

Pour obtenir des champs de vecteurs plus lisses et réalistes on applique une succession d'opérations sur le champ de vecteur brut :

- Suppression des vecteurs correspondant à des déplacements supérieurs à 11 Px ⁶.
- Filtre médian : supprimer le vecteur si $\vec{V} - \vec{V}_{moyen} > 2 \times \text{Écart-type des vecteurs voisins}$
- Suppression des groupes inférieurs à 5 vecteurs
- Suppression des vecteurs dont le pic de corrélation est inférieur à 0.9
- Interpolation et lissage des vecteurs restants

Il s'est avéré que ces critères n'aient parfois pas été assez sévères. Ont été alors appliquées les opérations suivantes avec des critères plus restrictifs.

6. Critère déterminé après examen des nuages des vecteurs V_x vs. V_y

Filtrage median à 5 passages "Suppression et remplacement itératif" :

- Supprimer si $\vec{V} - \vec{V}_{moyen} > 1.2 \times \text{Écart-type des vecteurs voisins}$
- Réinsérer si $\vec{V} - \vec{V}_{moyen} < 2 \times \text{Écart-type des vecteurs voisins}$

3.3.3.2 Traitement des données PIV

Le précédent calcul permet d'obtenir :

- Deux matrices $(u_{i,j})$ et $(v_{i,j})$ de taille $M \times N$ qui sont respectivement les composantes horizontales et verticales des vecteurs vitesse pour chaque fenêtre d'interrogation (i, j) ,
- les vecteurs abscisses et ordonnées x et y de taille $[1; M]$ et $[1; N]$ respectivement permettant de situer ces vecteurs dans le repère réel.

Champ scalaire : Norme de la vitesse

Le champ scalaire $(m_{i,j})$ représentant la norme euclidienne de chaque vecteur tel que :

$$m_{i,j} = \sqrt{u_{i,j}^2 + v_{i,j}^2}$$

Champ scalaire : Vorticité

Le tenseur rotationnel de vitesse se définit tel que $(\bar{L} = \overline{grad\vec{V}}(x, y))$ avec en particulier $(L_{xy} = \frac{\partial u}{\partial y})$ et $(L_{yx} = \frac{\partial v}{\partial x})$. La vorticité bidimensionnelle dans le plan de mesure se définit comme :

$$\omega_r = L_{yx} - L_{xy}$$

Numériquement, un schéma centré ou décentré selon un point (avec $(\Delta_x = \Delta_y = \Delta_h)$) est utilisé :

$$L_{xy}(i, j) = \frac{1}{2\Delta h} \left(\underbrace{u_{i,j+1}}_{u_{i,j} \text{ s'il n'y a pas de vecteur à droite}} - \underbrace{u_{i,j-1}}_{u_{i,j} \text{ s'il n'y a pas de vecteur à gauche}} \right)$$

$$L_{yx}(i, j) = \frac{1}{2\Delta h} \left(\underbrace{v_{i+1,j}}_{v_{i,j} \text{ s'il n'y a pas de vecteur au dessus}} - \underbrace{v_{i-1,j}}_{v_{i,j} \text{ s'il n'y a pas de vecteur en dessous}} \right)$$

D'où

$$\omega_z(i, j) = L_{yx}(i, j) - L_{xy}(i, j)$$

Norme L^2 d'un champ scalaire

Dans le but de comparer un champ vectoriel à un autre, la norme L^2 est utilisée telle que pour un champ vectoriel \mathcal{V} :

$$S \subset \mathbb{R}^2 \longrightarrow \mathbb{R}^2$$

$$\mathcal{V} : (x, y) \mapsto \mathbf{V}(x, y)$$

on ait la norme :

$$\|\mathcal{V}\|_2 = \sqrt{\int_S \|\mathbf{V}(x, y)\|^2 dx dy}, \quad (3.13)$$

Obtention du champ de pression 2D

Cette démarche de détermination du champ de pression instantané d'un écoulement turbulent dans le plan x-y est inspirée de celle décrite par De Kat et Van Oudheusden [De Kat et Van Oudheusden, 2012b].

Les équations de Navier-Stokes pour un écoulement 3D incompressible reliant le gradient de pression à la vitesse s'écrivent :

$$\begin{aligned}\nabla p &= -\rho \left\{ \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} - \nu \nabla^2 \mathbf{u} + \mathbf{g} \right\} \text{ ou} \\ \nabla p &= -\rho \left\{ \frac{D\mathbf{u}}{Dt} - \nu \nabla^2 \mathbf{u} + \mathbf{g} \right\}\end{aligned}\tag{3.14}$$

Avec p la pression, $\mathbf{u} = (u, v, w)$ ⁷ la vitesse de l'écoulement, ρ la masse volumique de l'eau, ν sa viscosité cinématique et $\mathbf{g} = (0, -9.81)m/s^2$ le vecteur d'accélération de la pesanteur.

Il est possible d'intégrer directement l'équation 3.14 pour obtenir la pression mais il est également possible d'adopter une formulation de type Poisson pour laquelle il existe diverses méthodes numériques plus rapides que la résolution directe.

La divergence dans le plan x-y d'un vecteur $\mathbf{a} = (a_x, a_y)$ s'écrit : $\nabla_{xy} \cdot \mathbf{a} = \frac{\partial a_x}{\partial x} + \frac{\partial a_y}{\partial y}$. En appliquant cet opérateur au gradient de pression ∇p on obtient l'équation de Poisson :

$$\nabla_{xy} \cdot \nabla p = \frac{\partial^2 p}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 p}{\partial y^2} = -\rho f_{xy}\tag{3.15}$$

où f_{xy} est une fonction uniquement de la vitesse de l'écoulement \mathbf{u} en prenant la divergence du membre de droite de l'équation 3.14 divisée par $-\rho$, i.e.

$$\begin{aligned}f_{xy} = f_{2D} + f_{3D} &= \left\{ \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 + 2 \frac{\partial v}{\partial x} \frac{\partial u}{\partial y} + \left(\frac{\partial v}{\partial y} \right)^2 \right\} \\ &+ \underbrace{\left\{ \frac{\partial (\nabla_{xy} \cdot \mathbf{u})}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla) (\nabla_{xy} \cdot \mathbf{u}) + \frac{\partial w}{\partial x} \frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial y} \frac{\partial v}{\partial z} \right\}}_0\end{aligned}\tag{3.16}$$

où f_{2D} désigne la partie engendrée par les composantes dans le plan de l'écoulement et f_{3D} sont les termes additionnels de l'écoulement 3D. La composante 3D du terme de droite de l'équation 4.6 peut être obtenue à partir des données stéréo-PIV (3D), c'est pourquoi, dans cette étude la composante 3D sera considérée comme nulle.

On assure les conditions aux limites sur trois bords du domaine rectangulaire de mesure. Pour que la solution soit fixée, une condition de type Dirichlet est imposée sur la surface libre. L'équation 3.14 fournit les conditions aux limites de type Neumann (gradient de pression imposé) que l'on applique sur les bords du domaine (parois droite, gauche et fond de la cuve) puis, toutes les valeurs

7. La méthode PIV ne donne accès qu'aux composante u et v de la vitesse, on prendra $w = 0$ dans la suite des calculs

calculées sont translatées telles que sur l'ensemble des points de la surface libre, une pression nulle soit atteinte.

Les images obtenues par les mesures PIV ne sont pas les plus adaptées pour faire de la détection de surface libre. En effet, le contraste sur ces images n'est généralement pas assez fort. Cependant la suppression des zones gênantes (diode lumineuse) avec des masques, l'utilisation d'un filtrage médian pour éliminer les particules, la normalisation et enfin l'égalisation de l'histogramme, permet de détecter la surface libre de l'image. La localisation de la surface libre s'obtient en cherchant les premiers pics d'intensité lumineuse à partir du bord supérieur de l'image (figure 3.40).

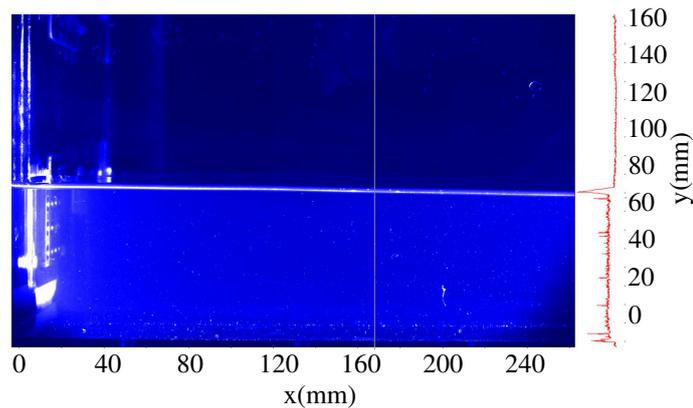


FIGURE 3.40 – Détection de surface libre sur une image issue des mesures PIV

La stratégie consiste tout d'abord à calculer le gradient de pression tel que décrit par l'équation (3.14) pour en extraire les conditions aux limites du domaine. Dans un second temps, le second membre de l'équation de Poisson de l'équation (3.16) est calculé.

La résolution numérique à proprement parler se fait par une méthode aux éléments finis programmée sous Matlab.

Le maillage est généré à l'aide de la fonction `mesh2D` en s'appuyant sur les bords du domaine et sur la position de la surface libre. Le choix du raffinement a été fait pour qu'il y ait environ autant d'éléments qu'il y a de cases dans la matrice représentant le membre de droite de l'équation de Poisson. La fonction `assemble` est utilisée pour procéder à la résolution. Le membre de droite doit être passé en tant que fonction. En effet, celle-ci a été écrite de manière à ce que les valeurs de la matrice issue du calcul PIV représentant le membre de droite soient interpolées à chaque nœud du maillage. Ceci explique pourquoi la taille du maillage minimise la perte d'information pendant le calcul. Deux points voisins sont toujours espacés de $0.9mm$.

Dans le cas présent, notre approche rencontre cependant des limites :

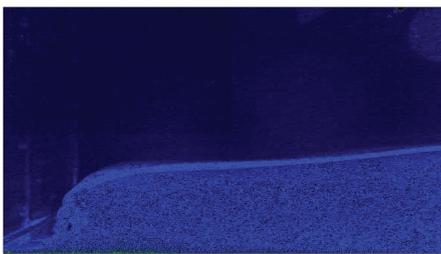
- La résolution temporelle $\delta_t = \frac{1}{15} s$ est trop faible pour saisir le phénomène correctement, sur un doublet d'images la vague est sur le point de frapper le mur et sur le suivant elle est déjà éclatée.
- Les conditions aux limites pourraient être améliorées. En effet, avec l'utilisation d'un schéma centré en espace, la condition de Neumann $\vec{grad}p$ sur les bords du domaine ne s'appliquent pas sur les nœuds à la limite du domaine et sont légèrement décalées.
- Concernant la condition à la limite sur la surface libre, la pression est considérée comme étant égale à la pression atmosphérique, supposant que l'effet de la tension superficielle est négligeable et que le nombre de Weber⁸ est grand.
- Les données enregistrées par le PIV ne sont présentes que dans un seul milieu (l'eau), il serait donc intéressant d'ensemencer l'air avec d'autres particules.

3.3.3.3 Résultats PIV CLONCK

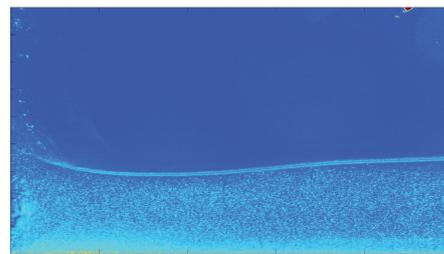
Bien que les images issues de la caméra PIV ne permettent pas de traquer la taille et la forme de la poche d'air emprisonnée avec une grande précision, elles fournissent néanmoins des images permettant d'extraire avec une très bonne résolution spatiale le champ de vitesse du fluide. On s'intéressera en particulier à celui obtenu au moment le plus critique à savoir celui de l'impact.

Champs de vitesse

Les figures 3.41(a) et (b) sont les photos étudiées pour le calcul du champ de vitesse dans le cas d'un impact CLONCK.



(a) Photo à $t=3.66$ s



(b) Photo à $t= 3.73$ s

FIGURE 3.41 – Photos issues de la caméra CCD pour l'essai CLONCK X2

La figure 3.42 illustre la norme du champ de vitesse à laquelle est superposée le champ des vecteurs vitesse. La figure 3.42 (a) montre le champ de vitesse obtenu juste avant l'impact et la figure 3.42(b) celui juste après l'impact. On remarque qu'à l'amont de l'écoulement la direction et l'intensité de la vitesse changent peu d'un instant à l'autre (de quelques décimètres par seconde

8. Nombre sans dimension utilisé pour caractériser l'écoulement de fluides à l'interface d'un système multiphasique. Il correspond au rapport des effets d'inertie et la tension superficielle.

seulement). On observe une augmentation de la vitesse au fur et à mesure que l'on se rapproche du front de la vague.

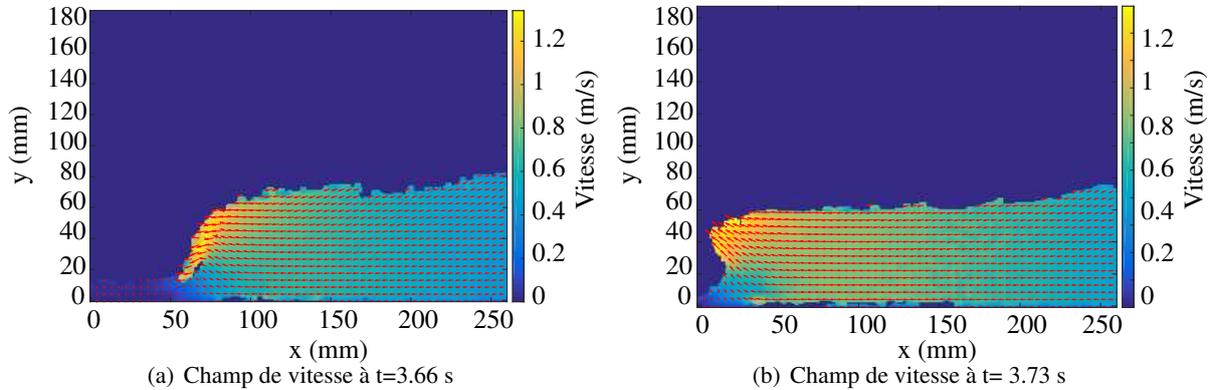


FIGURE 3.42 – Champs de vitesse dans le domaine fluide dans le cas d'un impact CLONCK

On distingue clairement la crête à l'avant de la vague qui commence à légèrement chuter et enfermer une poche d'air, la majorité des vecteurs vitesse est globalement horizontale avec une norme maximum de l'ordre de $1.2m/s$. A l'instant suivant, la vague a impacté le mur et remonte le long de la paroi. On constate une zone sans vecteur qui correspond à la zone où la bulle d'air est emprisonnée. La vitesse maximum reste inchangée.

Champs de vorticité

Aux mêmes instants, le champ de vorticité de l'écoulement pour constater l'existence ou non de structures turbulentes dans l'écoulement est observé. Les figures 3.43(a) et 3.43(b) montrent le champ de vorticité avant et pendant l'impact. On remarque qu'à l'exception du fond de la cuve et au niveau de la surface libre où on constate du cisaillement dû au fort gradient de vitesse entre le fluide et le bord (effet couche limite) ou bien au dessus de la surface libre, l'écoulement est globalement irrotationnel. Confortant qu'il n'est pas primordial d'intégrer de modèle de turbulence dans les calculs CFD.

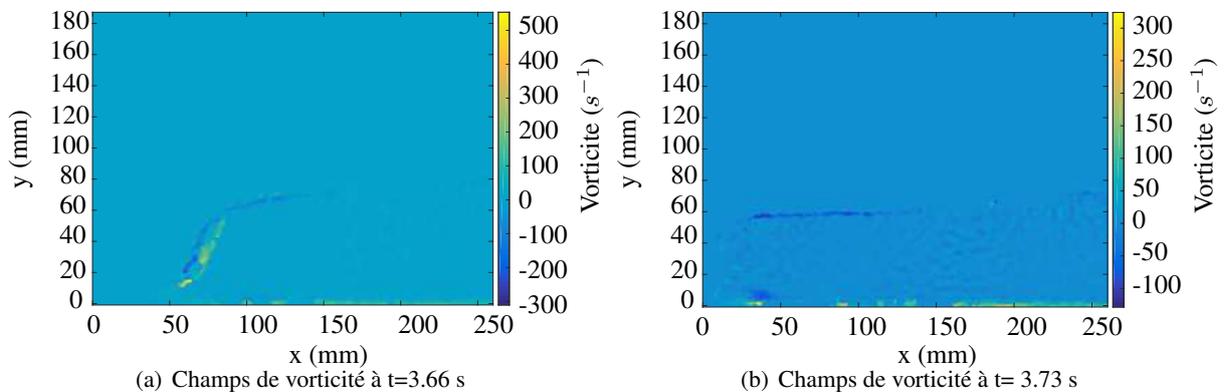
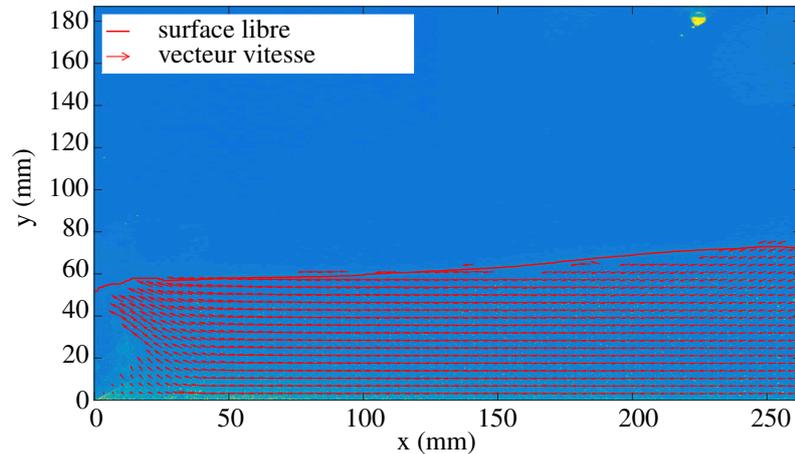


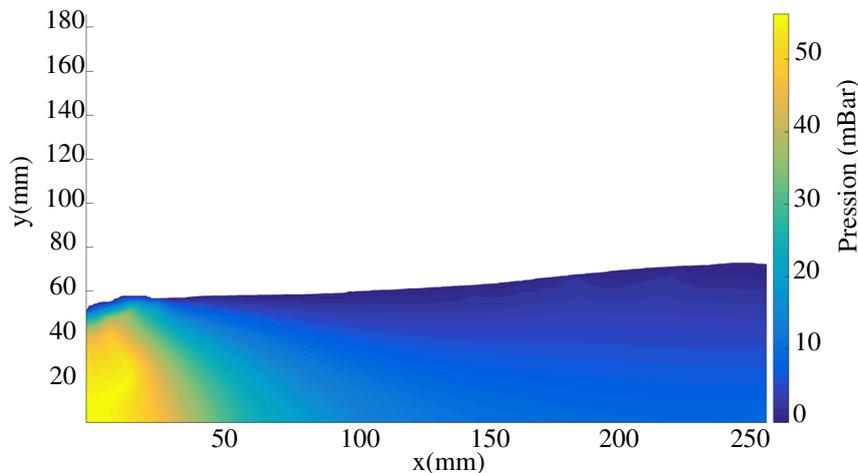
FIGURE 3.43 – Intensité de la vorticité pour le cas CLONCK X7 avant et après impact

Estimation du champ de pression

Avec la méthode décrite dans le paragraphe 3.3.3.2, on intègre l'équation de Poisson déduite des équations de Navier-Stokes en utilisant la MEF. Le champ de pression obtenu est illustré sur la figure 3.44(b) pour la paire d'images pendant l'impact à $t = 3.73s$.



(a) Vecteur vitesse à $t=3.73$ s



(b) Champs de pression à $t= 3.73$ s

FIGURE 3.44 – Champ de pression obtenu par intégration du champ de vitesse pour le cas CLONCK à $t = 3.73s$ (1 vecteur affiché sur 5)

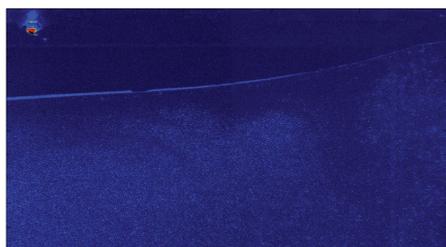
Cette méthode a encore quelques lacunes, telles que :

- La condition à la limite au niveau de la surface libre ne prend pas en compte la valeur du nombre de Weber, supposant que l'effet de la tension superficielle est négligeable, ce qui n'a pas été vérifié.
- Les "trous" dans les champs de vitesse sont interpolés, en particulier au niveau de la bulle d'air emprisonnée. Cette méthode ne permet donc pas d'observer cette poche d'air et d'étudier les oscillations de pression de celle-ci.
- La résolution temporelle est bien trop faible pour obtenir un résultat précis.

3.3.3.4 Résultat PIV HIT

Champs de vitesse

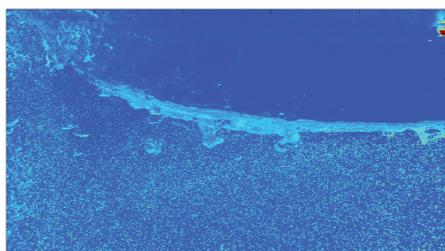
Les figures 3.45 (a) et (b) sont les photos prises par la caméra CCD dans le cas d'un impact HITFRONT et les figures 3.45 (c) et (d) lors d'un impact HITBACK. Ces photos constituent la base de cette étude PIV.



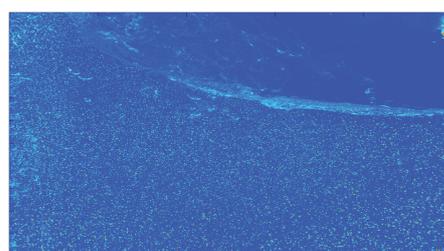
(a) Photo à $t = 2.20$ s



(b) Photo à $t = 2.27$ s



(c) Photo à $t = 2.80$ s



(d) Photo à $t = 2.87$ s

FIGURE 3.45 – Photos issues de la caméra CCD pour l'essai HITBACK X1

À l'avant (HITFRONT) Lors du premier impact, on remarque que les vecteurs vitesse sont verticaux en amont de l'écoulement et ils se verticalisent au fur et à mesure que l'on se rapproche de la paroi et de la surface libre. La norme de ces vecteurs augmente graduellement depuis le bas de la fenêtre de mesure où les vitesses sont de l'ordre de $0.3m/s$ jusqu'à la surface libre où le fluide atteint une vitesse légèrement inférieure à $0.6m/s$ juste avant l'impact comme on peut le voir sur la figure 3.46(a). La figure 3.46(b) montre le champ de vitesse juste après l'impact, on observe que le fluide frappe effectivement au coin de la cuve en premier et est par conséquent freiné tandis que la portion de fluide légèrement en amont et proche de la surface libre est elle toujours accélérée et atteint une vitesse très proche de $0.7m/s$. Sur les deux images, nous pouvons facilement observer les effets du manque de particules à proximité proche de l'interface eau-air.

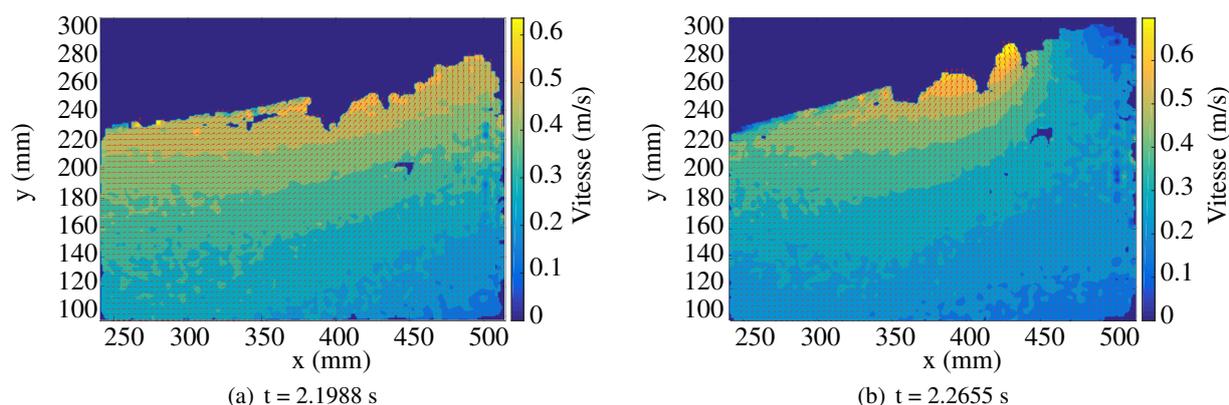


FIGURE 3.46 – Champ et intensité de la vitesse pour le cas HITFRONT X7 avant et après impact (affichage 1 vecteur sur 5)

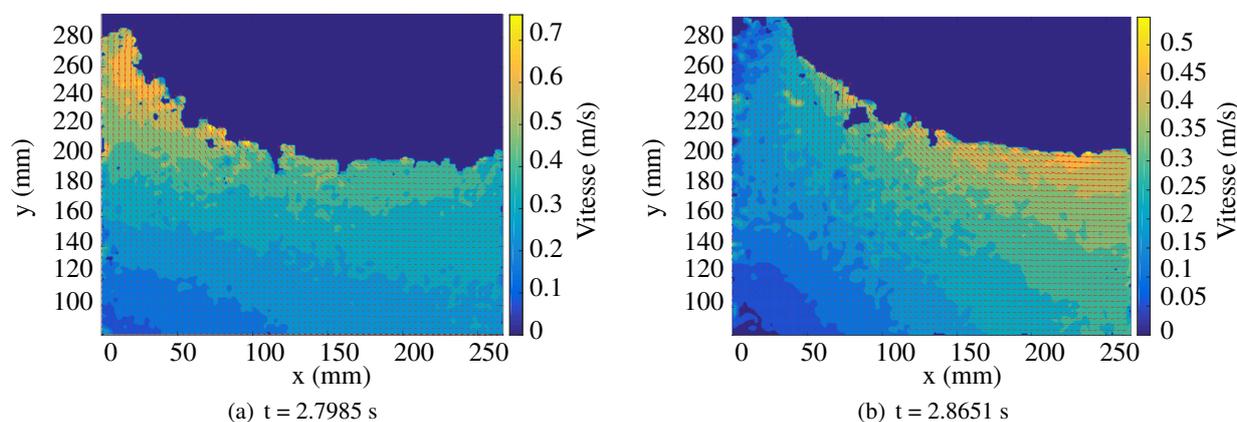


FIGURE 3.47 – Champ et intensité de la vitesse pour le cas HITBACK X1 avant et après impact (affichage 1 vecteur sur 5)

À l'arrière (HITBACK) L'examen du champ de vitesse au moment du deuxième impact montre que l'intensité et les directions des vecteurs vitesse sont globalement symétriques au premier avec des vitesses du même ordre, avec les vitesses de certaines portions du fluide allant jusqu'à $0.8m/s$.

Champs de vorticité

Les figures 3.48 et 3.49 montrent respectivement le champ de vorticité autour du premier et du second impact à l'avant et l'arrière de la cuve. Globalement on constate que les valeurs restent faibles même si dans le cas HITFRONT on observe des structures qui apparaissent de manière subtile le long d'un "U" qui fait toute la largeur du domaine de mesure.

Après le premier impact, des structures turbulentes apparaissent d'une part à cause de la forte amplitude du mouvement mais aussi dû à l'eau qui est projetée de l'avant vers l'arrière. On en distingue sur les figures 3.49(a) et 3.49(b).  tant donnée la distance à laquelle la caméra se trouve il reste difficile de quantifier ces structures turbulentes avec précision.

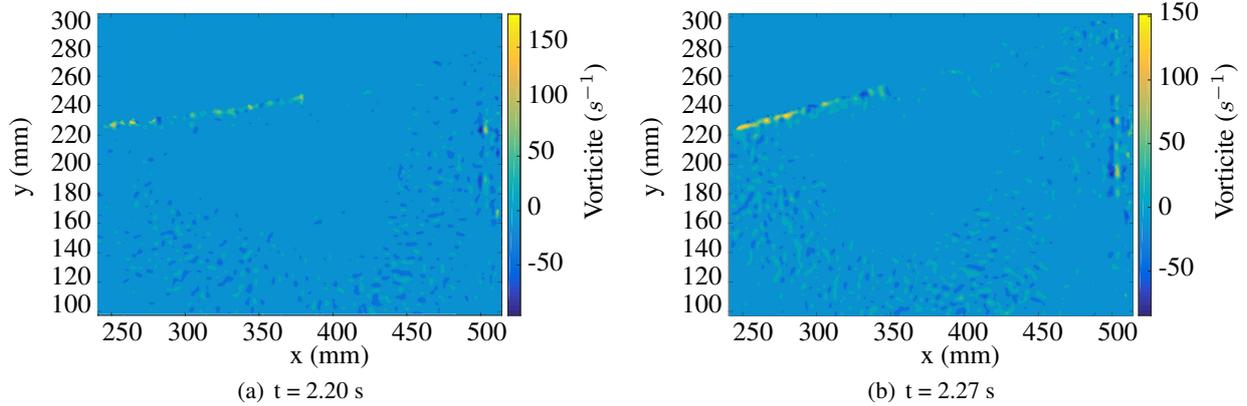


FIGURE 3.48 – Intensité de la vorticité pour le cas HITFRONT X1 avant et après impact

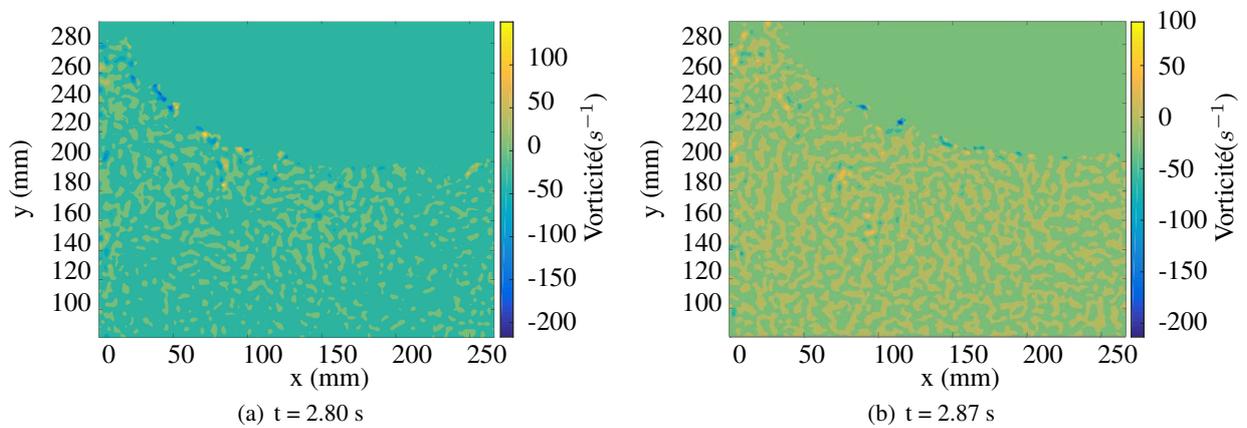


FIGURE 3.49 – Intensité de la vorticité pour le cas HITBACK X1 avant et après impact

Estimation du champ de pression

Comme pour le cas CLONCK, on adopte la technique de résolution de l'équation de Poisson par la MEF pour obtenir le champ de pression à partir du champ de vitesse. La figure 3.50 montre au moment du premier impact le champ de pression obtenu. Là encore les problèmes remarqués dans le cas CLONCK sont observés principalement dûs aux conditions aux limites et au manque de résolution temporelle.

Symétrie de l'écoulement

On cherche à vérifier le caractère bidimensionnel de l'écoulement. Pour cela on compare la valeur de la norme définie dans le paragraphe 3.2.5 qui va nous permettre de comparer entre eux les champs de vecteurs pour les cas HITFRONT, SYMHITFRONT où on a déplacé la nappe laser de manière symétrique par rapport au cas précédent et le cas SYMHITFRONT (+Pliolite[®]) où l'ensemencement a été remplacé par la Pliolite[®] après avoir vidé puis rempli la cuve à nouveau. La figure 3.52 montre pour les trois cas la moyenne de toutes les normes à un instant donné. L'écart type est représenté par la hauteur de chaque point correspondant dans le nuage de points en dessous.

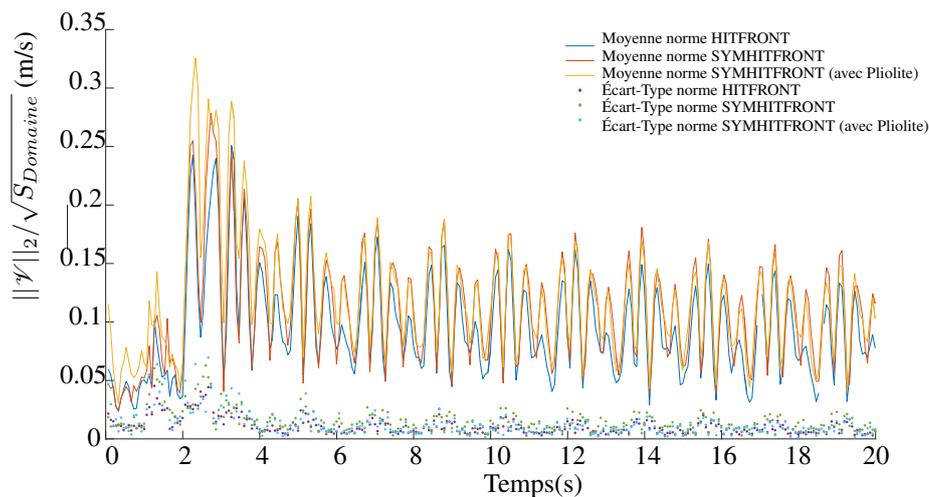
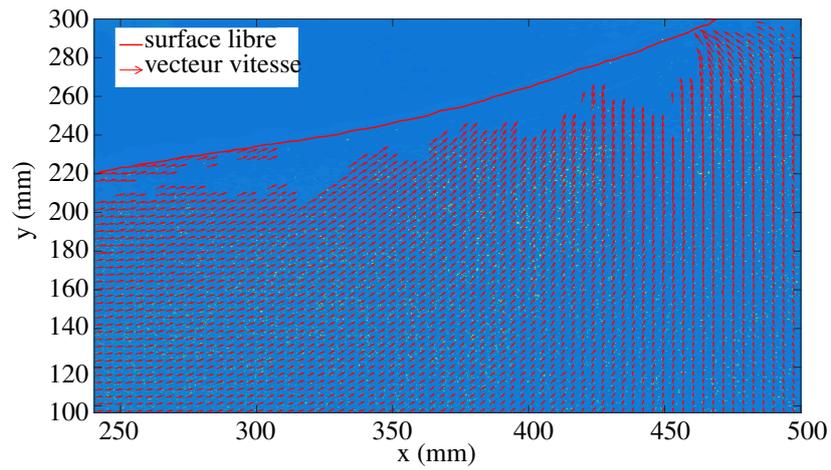


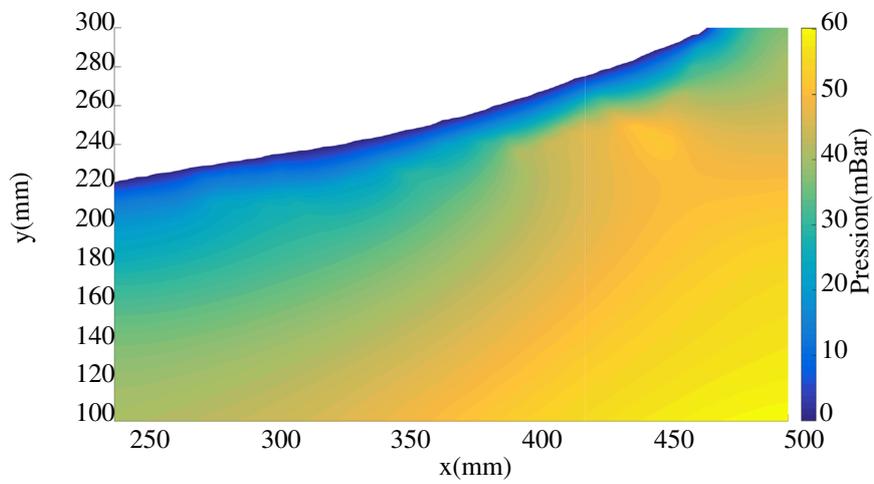
FIGURE 3.52 – Comparaison pour chaque pas de temps des normes L^2 des champs de vitesse des cas HITFRONT, SYMHITFRONT et SYMHITFRONT (avec PLIOLITE[®])

Outre les sources d'erreur dues à la vidange puis au nouveau remplissage, les variations de luminosité dues au changement de la position du laser et l'ouverture de l'obturateur en particulier lorsque la Pliolite[®] a été utilisée, on peut dire que les normes des trois champs de vecteur pour un instant donné sont très proches, en particulier pour le cas HITFRONT et SYMHITFRONT. On peut donc conclure qu'au minimum dans les deux plans de mesure différents on mesure la même norme du champ pour un même cas. On justifie également l'utilisation de la Pliolite[®] comme particule d'ensemencement à condition de la prétraiter i.e. la tamiser et prêter une attention particulière aux conditions d'éclairage par le laser et l'ouverture de l'obturateur.

L'étude du champ de vitesse permet d'estimer la pression interne au fluide. Les résultats de cette méthode dépendent fortement de la qualité des images PIV. Dans notre étude, la résolution spatiale des calculs est suffisante cependant la résolution temporelle et l'ensemencement de particules au niveau de la surface libre seraient à améliorer. Cette étude permet néanmoins une bonne première estimation du champ de vitesse et de vorticité dans chaque cas d'étude (CLONCK et HIT).

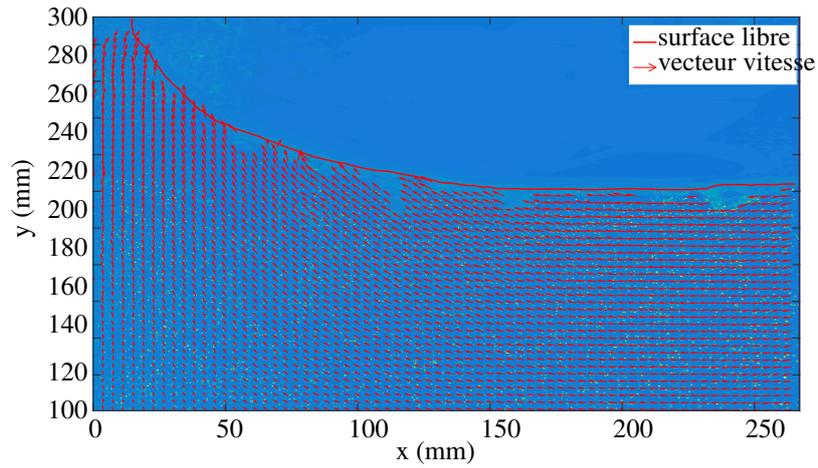


(a) Vecteur vitesse à $t=2.27$ s

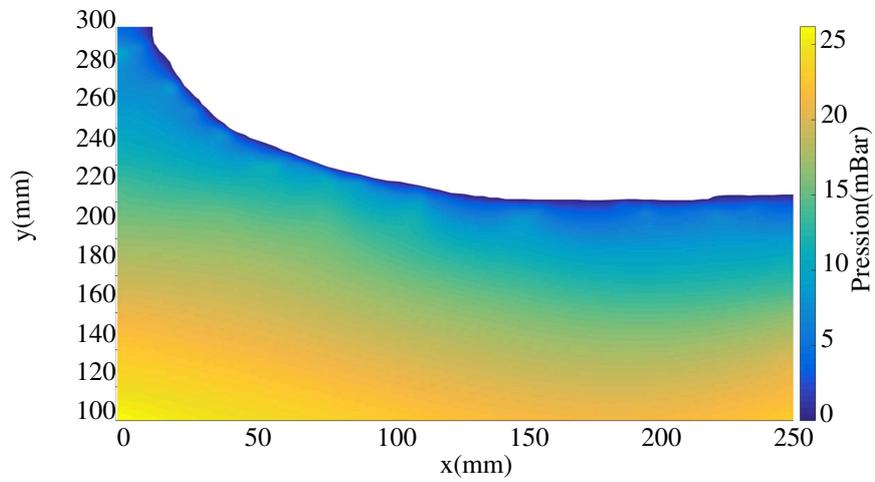


(b) Champs de pression à $t= 2.27$ s

FIGURE 3.50 – Champ de pression obtenu par intégration du champ de vitesse pour le cas HITFRONT à $t = 3.27s$ (1 vecteur affiché sur 5)



(a) Vecteur vitesse à $t=2.80$ s



(b) Champs de pression à $t= 2.87$ s

FIGURE 3.51 – Champ de pression obtenu par intégration du champ de vitesse pour le cas HITBACK à $t = 3.73s$ (1 vecteur affiché sur 5)

3.4 Étude numérique et comparaison avec les résultats expérimentaux

La simulation numérique d'un écoulement fluide est considérée à présent comme une alternative raisonnable à l'expérience scientifique. La dynamique des fluides numérique (CFD) permet la résolution de calcul d'écoulements très divers et a été utilisée en particulier dans notre étude comme comparatif à nos essais expérimentaux. L'étude expérimentale du sloshing, réalisée dans les sections précédentes, a permis de mieux appréhender la physique du phénomène et d'acquérir des données quantitatives exploitables.

L'étude numérique se focalise sur l'étude du sloshing engendrant deux types d'impact - CLONCK et HIT.

La comparaison de données numériques et expérimentales est très délicate à mettre en place et dépend surtout de la qualité des moyens expérimentaux et donc des données d'entrée du code numérique. La vétusté du banc d'essai et le fait de n'avoir aucun moyen de contrôle sur le déplacement de la cuve engendrent de fortes incertitudes en entrée du modèle numérique. En effet, la donnée d'entrée de la simulation correspond à la vitesse de la cuve qui est obtenue en intégrant par la méthode des trapèzes les signaux bruités de l'accéléromètre situé sur la paroi supérieure de celle-ci. De plus, les frottements sont négligés. Les incertitudes sur la vitesse de la cuve sont donc importantes.

Le but de cette section est d'obtenir une solution numérique convergée, indépendante du maillage et respectant la physique du problème, afin de pouvoir en tirer un maximum d'informations quantitatives. La validation de notre modèle numérique par des données expérimentales est essentielle afin de pouvoir prédire le phénomène de sloshing.

3.4.1 Modèle CFD

Dans cette étude, le logiciel CFD employé est Star-CCM+ version 10.02.012 R8 développé par l'entreprise CD-Adapco. Star CCM+ a pour but de faciliter les études liées à la mécanique des fluides dans le domaine de l'ingénierie. Grâce à l'intégration de composants divers, il permet de traiter des problèmes d'écoulement fluide, de transfert de chaleur et de déformations.

Le logiciel Star CCM+ est composé de plusieurs outils intégrés, tels que :

- Outils de création de géométrie.
- Outils de création de maillage.
- Solver CFD.
- Outils de Post-traitement.

Le solveur CFD est basé sur la MVF.

Dans un premier temps, le domaine est maillé en un nombre fini de petits volumes appelés CV. Le domaine temporel est également subdivisé en pas de temps de taille appropriée mais pas nécessairement constant. Les conditions initiales et les conditions aux limites sont ajustées. Les équations principales du problème contiennent les intégrales de surface et de volume ainsi que les dérivées en temps et en espace. Elles sont résolues ensuite pour chaque cellule et à chaque pas de temps avec les approximations choisies. Plus les échelles sont petites, plus la résolution du problème demande des ressources informatiques importantes.

Le problème de sloshing est un problème d'écoulement en trois dimensions visqueux qui est régi par les équations de Navier-Stokes pouvant être *fermées* par l'intermédiaire de modèle de turbulence. Les équations de transport, l'équation de continuité et les équations pour la turbulence (si utilisées) sont résolues. Les équations principales de notre problème sont présentés dans [MØRCH *et al.*, 2008a].

L'ensemble de ces équations mathématiques permettent de résoudre l'écoulement fluide en utilisant le déplacement du maillage. Dans notre cas, il dépend du mouvement de la cuve imposé comme condition d'entrée.

Dans certaines études, il est nécessaire de prendre en considération le mouvement ou la déformation de la cuve dûs au mouvement du fluide. Ce type d'étude nécessite un couplage entre un code fluide et un code structure et sera présenté dans le chapitre 4.

Les données comparatives utilisées sont les forces exercées par le fluide sur le système, les pressions d'impact en paroi et les vitesses du fluide avant impact. Ces quantités ont été choisies car elles ont également été mesurées expérimentalement.

3.4.2 Choix des paramètres d'étude

Cette section détaille les paramètres [ref, c] utilisés pour les simulations réalisées avec Star-CCM+ pour l'étude di-phasique d'impact de fluide sur un solide.

Nos choix se sont portés sur une étude 2D du phénomène en utilisant une modélisation implicite instationnaire. L'écoulement est di-phasique : la première phase est constituée d'air compressible régit par la loi des gaz parfait, la second correspond à l'eau supposée incompressible. La gravité est prise en considération, ainsi qu'une force extérieure imposée au parois du domaine afin de simuler le freinage subit par la cuve.

Dimensions

Les logiciels de CFD pour modéliser des écoulements 3D sont extrêmement coûteux en temps et les calculs peuvent prendre plusieurs jours en fonction de la puissance informatique ou du cluster utilisé. Les simulations 2D sont généralement plus rapides et les résultats peuvent être employés comme pré-étude pour la mise en place des études 3D. Dans notre cas, l'étude 2D est permise du fait que le mouvement imposé à notre cuve rectangulaire ne dépend pas de l'axe y et que les essais expérimentaux l'ont confirmé. Seul le phénomène de sloshing 2D est donc étudié.

Conditions aux limites

Il est essentiel de correctement définir les conditions aux limites afin de délimiter les zones d'application des modèles physiques. Dans notre cas 2D, les conditions aux limites sont les parois solides de la cuve qui suivent le déplacement imposé mais sont imperméable au fluide.

Méthode VOF

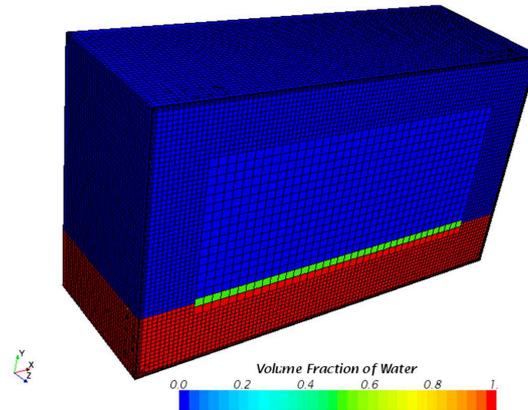


FIGURE 3.53 – Représentation de la fraction volumique sur la coupe de la cuve 3D maillé (1cm - 5mm)

La figure 3.53 illustre le niveau de remplissage de la cuve lors d'un essai CIONCK à l'état initial par la méthode VOF. Pour initialiser la fraction volumique ainsi que les champs de pression et de vitesse lors d'une étude 2D, la création de plusieurs fonctions utilisateur sont nécessaire. Dans le cas du sloshing, la vitesse initiale est nulle et le champs de pression initial correspond à la pression hydrostatique.

Mouvement de la cuve

Dans nos travaux, la méthode de mouvement de corps rigide a été utilisée et le mouvement appliqué aux parois de la cuve correspond au signal d'accélération enregistré expérimentalement et intégré par la méthode des trapèzes. Il suffit d'incorporer la vitesse sous forme d'un tableau dans le logiciel afin de l'appliquer comme condition d'entrée du problème. Cependant en dérivant la vitesse obtenue, on ne retrouve pas l'accélération de la cuve. L'application du mouvement imposé est différente de celle du chapitre 2 où l'accélération mesurée était directement appliquée au domaine fluide.

Solveur

Pour un écoulement multi-phasique, le solveur choisi est le solveur partitionné VOF. Il contrôle la mise à jour de la fraction volumique. Cela signifie que pour chaque phase présente dans l'écoulement, l'équation de conservation de la fraction volumique discrétisée est résolue.

Il contrôle la mise à jour de la solution pour le modèle de flux partitionnés selon l'algorithme *Semi-Implicit Method for Pressure-Linked Equations (SIMPLE)*.

Il contrôle également le solveur vitesse et pression. Le solveur de vitesse résout l'équation de quantité de mouvement discrétisée pour obtenir le champ de vitesse intermédiaire, tandis que le solveur de pression résout l'équation discrète pour la correction de la pression, mettant ainsi à jour le champ de pression. Cet algorithme est décrit en différents points réalisés à chaque pas de temps dans [Johannessen, 2012].

Propriétés physiques des fluides

Les codes disposent de bibliothèques des fluides les plus courants. La première phase considérée est l'eau ($\rho = 1000 \text{ kg/m}^3$, $\mu = 8.89 \times 10^{-4} \text{ Pa.s}$), la seconde d'air régie par la loi de gaz parfait.

Critère de convergence

Le critère de convergence doit être vérifié pour passer au pas de temps suivant. Les itérations se poursuivent tant que les résidus n'ont pas atteint une certaine valeur. Le nombre d'itération minimum est imposé à 5, les résidus⁹ de continuité à 10^{-5} et l'ensemble des autres résidus (X-momentum, Z-momentum, Liquide) à 10^{-2} comme préconisé dans [Johannessen, 2012].

Sensibilité au maillage

Lors d'une étude CFD, une attention spécifique doit être portée au choix du maillage. L'impact fluide contre les parois du réservoir est très localisé et très rapide. Afin de capturer les pics de pression, certaines régions du maillage ont besoin d'être raffinées, comme le montre la figure 3.54 correspondant au maillage 4 du tableau 3.9.

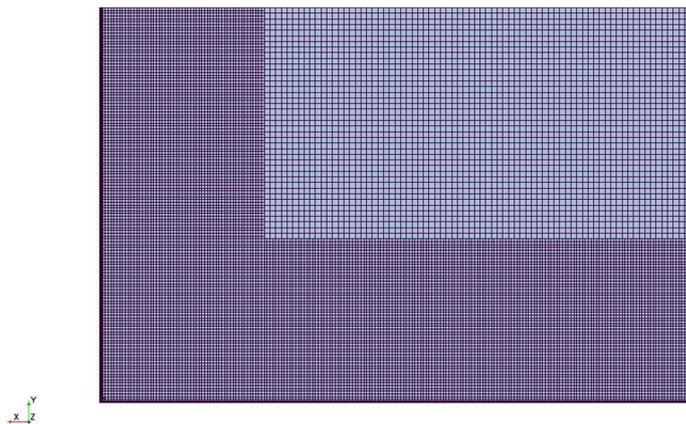


FIGURE 3.54 – Zoom du maillage 4 illustrant les raffinements locaux en proche paroi

Les raffinements sont isotropes et localisés le long des parois du réservoir sur une distance de 5 cm à partir du bord du domaine. De plus, une couche limite, de taille correspondante à la taille de la plus petite cellule du maillage, composée de 5 couches avec un taux de croissance de 30% est mise en place sur les limites du domaine. Le tableau 3.9 présentent les quatre maillages étudiés ainsi que leurs propriétés. Quel que soit le maillage utilisé, les calculs simulent une durée d'écoulement de 6 secondes.

9. Les résidus représentent le degré de précision à laquelle la solution n'est plus satisfaite

Maillage	Nombres de cellules	Taille minimum (mm)	Taille maximum (mm)
1	4959	5	10
2	15668	2.5	5
3	55325	1.25	2.5
4	207527	0.625	1.25

TABLE 3.9 – Propriétés des maillages utilisés pour l'étude de sensibilité au maillage

Plus le nombre de cellules augmente, plus la précision de la solution numérique augmente, générant par la même occasion une augmentation du temps de calcul. En fonction de la quantité observée, il n'est pas forcément nécessaire d'augmenter cette précision ; en effet, pour une quantité globale, un maillage peu précis est suffisant. Pour une donnée très locale, un maillage plus fin est généralement nécessaire.

Stabilité en temps du schéma

Lorsque la taille du maillage est modifiée, il faut vérifier que le pas de temps choisi permet de garantir la stabilité du calcul. Un pas de temps trop grand va engendrer des sauts de cellules lors de la résolution et une solution instable. Dans cette étude, le pas de temps est variable en fonction du maximum du Nombre de Courant¹⁰. Ce nombre correspond au rapport entre le pas de temps et le temps nécessaire à l'écoulement pour traverser une cellule. Il s'écrit sous la forme :

$$C = v \cdot \frac{\Delta t}{\Delta x} \quad (3.17)$$

où v est la vitesse, Δt correspond à l'intervalle temporel et Δx à l'intervalle spatial. Pour les écoulements avec une surface libre, il est conseillé dans [ref, b] de descendre la valeur du Nombre de Courant en dessous de 0.5 si le second ordre de discrétisation en temps est choisi.

En effet, si la surface libre se déplace de plus d'une demi-cellule par pas de temps, le schéma de capture d'interface à haute résolution (HRIC) ne réussit pas à la capturer correctement engendrant éventuellement la divergence du calcul.

La déclaration du pas de temps s'effectue au travers d'une fonction utilisateur. Cette dernière est définie par un Nombre de Courant minimum et maximum, un pas de temps minimum et maximum ainsi qu'un ratio de décroissance. A chaque pas de temps, un nombre de Courant maximum est calculé et le pas de temps s'adapte suivant un ratio de 20% du pas de temps précédent en fonction du résultat.

Turbulence

Suite aux résultats expérimentaux qui mettent en évidence un très faible niveau de vorticité dans l'écoulement, aucun modèle de turbulence ne sera utilisé. Une étude de sensibilité sur différents modèles de turbulence dans le cas d'une étude sur le slamming dans [Johannessen, 2012] ne montre pas de différences significatives sur les résultats (forces fluide et pression d'impact) par rapport à un calcul d'écoulement laminaire.

10. En anglais : Courant–Friedrichs–Lewy (CFL)

3.4.3 Analyse numérique du cas CLONCK

L'essai nommé CLONCK X2 a été retenu pour confronter les résultats numériques et expérimentaux. La vitesse imposée au système au cours du calcul est issue de l'intégration par la méthode des trapèzes de l'accélération enregistrée pendant cet essai.

Quatre maillages sont utilisés et présentés dans le tableau 3.9 pour réaliser une étude de sensibilité au maillage. Le pas de temps s'adapte avec un Nombre de Courant maximum de 0.5.

3.4.3.1 Résultantes des efforts de pression sur les parois (F_x, F_z)

La figure 3.55 confronte les forces fluides engendrées suivant l'axe x , obtenues par des résultats numériques et par un résultat expérimental (CLONCK essai X2).

Cette comparaison met en évidence un décalage en amplitude entre les résultats numériques et le résultat expérimental avant $t = 3s$, et ce, quel que soit le maillage. Sur la même période, de légères disparités entre numérique et expérimental apparaissent, expliquées par le fait que le signal d'accélération mesuré soit très bruité lors de la descente de la partie mobile sur le banc d'essai.

Les forces fluides engendrées lors du freinage ($t = 3.3s$) sont plus importantes pour le résultat expérimental. Une explication plausible de cette différence serait que la masse de fluide en mouvement modélisée est plus faible que dans la réalité. L'énergie accumulée pendant la descente de la partie mobile sur le banc n'est pas retransmise numériquement en raison du signal bruité intégré pour forcer le déplacement.

Concernant l'impact fluide numérique, il engendre de plus fortes oscillations sur les forces fluides que le cas expérimental. Ajouté à l'incertitude de l'intégration du signal d'accélération, ce phénomène peut venir du fait que le poids du système sur banc d'essai absorbe les oscillations dues à l'impact.

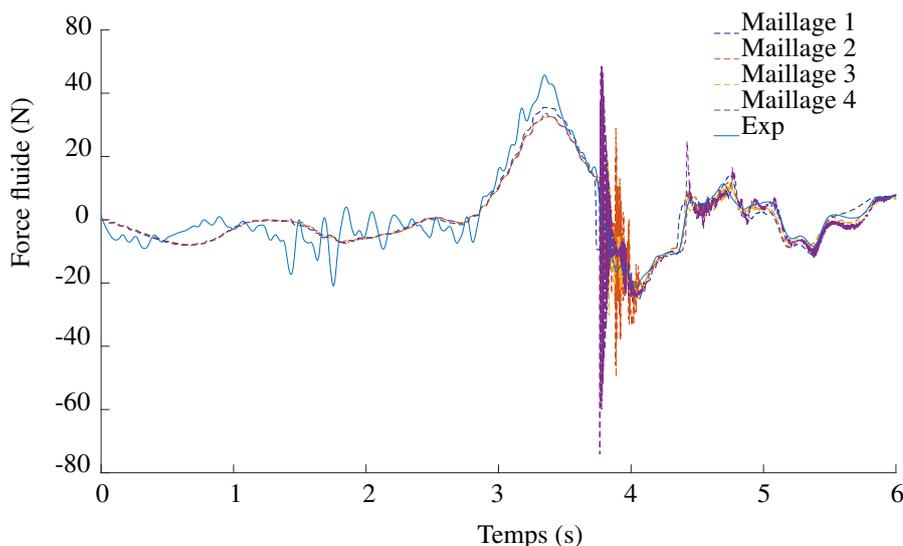


FIGURE 3.55 – Confrontation numérique vs expérimentale des forces fluides suivant l'axe x lors d'un cas CLONCK

Après impact, les mouvements de fluide obtenus avec les maillages 2, 3 et 4 sont correctement représentés et se superposent aux résultats d'essai. A contrario, le calcul avec le maillage le plus grossier (maillage 1) présente des différences significatives avec les maillages plus fins ainsi qu'avec les résultats expérimentaux. De plus, aucune oscillation n'est engendrée lors de l'impact car la résolution du maillage n'a pas permis de capturer la poche d'air.

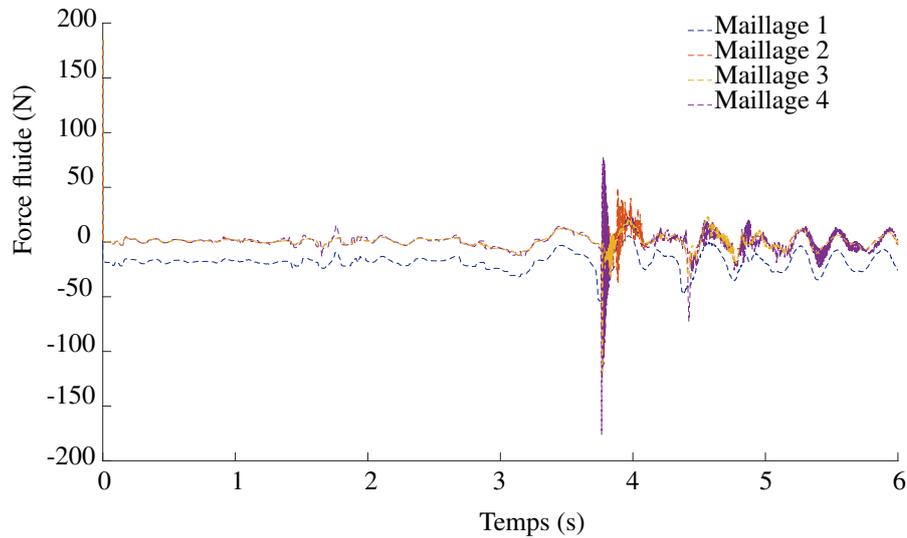


FIGURE 3.56 – Confrontation numérique vs expérimental des forces fluide suivant l'axe z lors d'un cas CLONCK

La figure 3.56 compare les forces fluides engendrées selon l'axe z avec quatre types de maillage. A noter que celles-ci ne peuvent pas être comparées à des résultats expérimentaux car elles n'ont pas pu être mesurées lors de l'essai CLONCK X2.

Sur cet axe, les forces obtenues par les calculs effectués avec les maillage 2, 3 et 4 sont très similaires. Il est facilement observable que la résolution du maillage 1 n'est pas suffisante pour représenter correctement les forces fluides. Suite à ces observations, le maillage 1 sera écarté pour la suite de l'étude.

3.4.3.2 Pressions d'impact

Les pressions d'impact sont des mesures très locales impliquant la nécessité d'avoir un maillage fin. Dans cette section, les pressions d'impact expérimentales obtenues lors de l'essai CLONCK X2 sont comparées avec les résultats numériques obtenus sur les 3 derniers maillages présentés dans le tableau 3.9.

La figure 3.57 rappelle le positionnement des capteurs de pression dans le cas d'étude CLONCK. Le rang A correspond à la rangée composée des capteurs 1 à 4, le rang B à celle composée des capteurs 5 à 8, le rang C à la rangée de capteurs 9, 11 et 12 et enfin, le rang D aux capteurs 13 à 16. L'étude numérique étant 2D, il est plus pertinent de s'intéresser aux pressions expérimentales d'une rangée de capteurs plutôt qu'à un capteur en particulier.

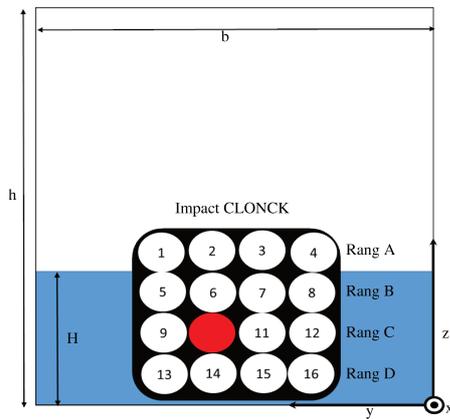


FIGURE 3.57 – Positionnement des rangées A à D dans la configuration CLONCK

<i>Pmax – Exp</i>		
Rang	$p(mBar)$	$t(s)$
A	40.86	3.8275
B	52.76	3.7913
C	134.49	3.7576
D	136.87	3.7590
<i>Pmin – Exp</i>		
Rang	$p(mBar)$	$t(s)$
A	32.09	3.8274
B	43.24	3.8040
C	82.85	3.7576
D	128.21	3.7591

TABLE 3.10 – Pics de pression maximum et minimum mesurés lors de l’essai CLONCK X2 sur les rangées de A à D.

Dans la partie supérieure du tableau 3.10, le pic de pression maximum obtenu par un capteur d’un même rang est présenté ainsi que le temps d’impact associé. De la même manière, dans la partie inférieure du tableau 3.10, le pic de pression minimum obtenu par un capteur d’un même rang et l’instant de l’impact sont répertoriés.

Maillage	Rang	<i>Pave – CFD</i>		<i>Pmax – CFD</i>	
		$p(mBar)$	$t(s)$	$p(mBar)$	$t(s)$
2	A	90.77	3.8629	96.96	3.8526
	B	109.55	3.8319	111.47	3.8319
	C	215.79	3.7592	241.19	3.7592
	D	240.42	3.7592	240.54	3.7592
3	A	82.09	3.8212	86.12	3.8212
	B	101.12	3.8013	139.78	3.7608
	C	220.52	3.7599	221.47	3.7599
	D	223.16	3.7599	223.17	3.7599
4	A	86.36	3.8144	87.77	3.7904
	B	94.05	3.7878	106.85	3.7658
	C	187.74	3.7601	187.84	3.7601
	D	189.20	3.7600	189.31	3.7600

TABLE 3.11 – Pics de pression maximum et moyen obtenus par les simulations numériques pour chaque rang de capteur et pour 3 maillages différents. Le temps associé à chaque pic de pression est inclu.

Le tableau 3.11 présente les résultats des pics de pression obtenus numériquement pour trois maillages.

Pour les maillages 2, 3 et 4, les pressions d’impact calculées surestiment la pression d’impact réelle. Plus la précision augmente, plus la pression d’impact diminue et se rapproche de la pression d’impact mesurée. Ainsi, le maillage 4 permet d’obtenir les résultats d’impact les plus proches de la réalité. Cependant, les différences de valeurs de pression entre les maillages 3 et 4 montrent que la convergence en maillage n’est toujours pas atteinte et qu’il serait nécessaire d’utiliser un maillage encore plus fin. Le temps de calcul en serait allongé.

De manière similaire entre les résultats expérimentaux (tableau 3.10) et les résultats numériques, les pressions enregistrées par le rang D sont les plus importantes et les plus faibles sont présentes sur les rangs A et B.

En nous intéressant plus particulièrement à la rangée de capteurs D, lieu de création de la poche d'air dans le cas expérimental, la figure 3.58 illustre les pressions obtenues numériquement pour les différents maillages en fonction du temps sur le rang D. Ces résultats sont superposés aux résultats expérimentaux de l'essai CLONCK X2. La courbe rouge représente le maximum de pression mesuré au cours du temps et la courbe bleu correspond au minimum. L'écart-type entre les pressions des 4 capteurs du rang D est très faible expérimentalement, c'est pourquoi les courbes expérimentales (minimum et maximum) sont très rapprochées.

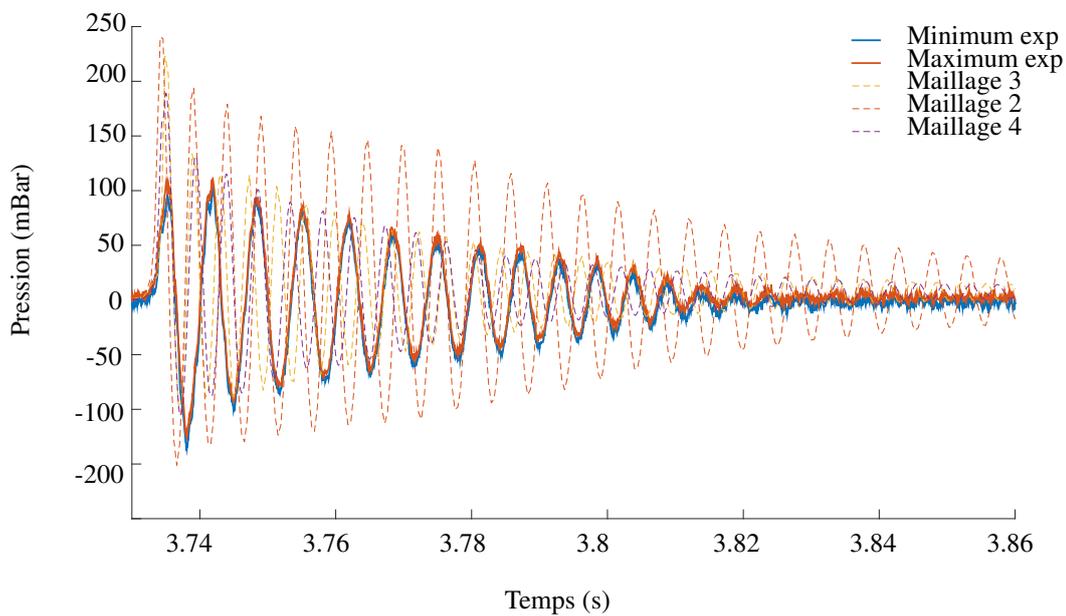


FIGURE 3.58 – Signaux temporels des pressions expérimentales et numériques

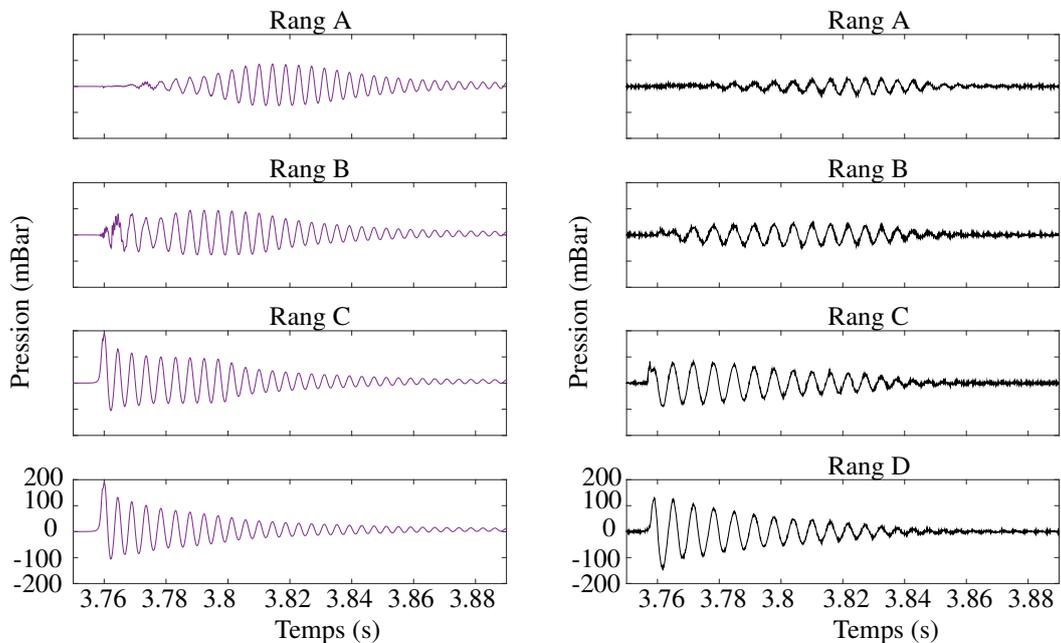
Grâce à la méthode de détection des maximum locaux présentée dans la section 3.3.2.2, les fréquences d'oscillation des signaux du rang D (expérience et numérique) ont été calculées et répertoriées dans le tableau 3.12.

Le maillage 2 met en évidence une amplitude de pression plus élevée que les résultats expérimentaux. Le maillage 2 n'est donc pas conservé dans la suite de cette étude. Les maillages 3 et 4 donnent des résultats plus probants, même si les fréquences d'oscillation de la pression sont nettement plus importantes que celles obtenues expérimentalement.

	Fréquences
CLONCK X2	155.3 Hz
Maillage 2	193.2 Hz
Maillage 3	242.9 Hz
Maillage 4	220.4 Hz

TABLE 3.12 – Fréquences d'oscillations dues à la compression de la poche d'air obtenues expérimentalement et numériquement

Entre le maillage 3 et 4 et malgré des divergences de résultats sur les signaux de pression, ceux obtenus par le maillage 4 sont les plus proches des données de pressions expérimentales, tant au niveau de l'amplitude que de la fréquence d'oscillation. Le maillage 4 est conservé pour la suite de l'étude du cas CLONCK.



(a) Signaux temporels de la pression numérique en fonction de la hauteur du capteur, maillage 4

(b) Signaux temporels de la pression expérimentale en fonction de la hauteur du capteur, Essai CLONCK X2

FIGURE 3.59 – Confrontation des signaux de pressions numérique (Maillage 4) et expérimentaux (CLONCK X2)

Les figures 3.59 (a) et (b) illustrent respectivement les signaux de pression obtenus numériquement avec le maillage 4 et les signaux expérimentaux.

On observe sur les figures 3.59 (a) et (b) que l'impact entraînant un enfermement d'air engendre des oscillations de pressions le long de la paroi du réservoir où se situe la poche. Cette figure met de nouveau en évidence les différences d'amplitudes et de période d'oscillation de pressions. Pour les rangs A, B et D, les allures des courbes numériques et expérimentales sont similaires. Cependant, dans la figure 3.59 (b), le pic d'impact du front de vague est présent sur la rangée de capteur C. Numériquement, sur la figure 3.59 (a), ce pic n'apparaît pas, impliquant que le front de vague numérique n'a pas impacté cette rangée de capteurs ou bien que le front de vague est numériquement de forme différente du front de vague expérimental.

En supposant que la loi des gaz parfaits représente correctement la compressibilité de l'air, le fait que la fréquence d'oscillation de la pression d'impact soit plus élevée numériquement permet d'affirmer que la taille de la poche d'air numérique est beaucoup plus faible que celle de la poche d'air réelle. De plus, contrairement aux résultats expérimentaux, les périodes numériques sont constantes ne tenant pas compte de la fragmentation de la bulle d'air.

L'étude des signaux de pressions a permis d'émettre deux hypothèses :

- Le front de vague n'est pas correctement simulé par la CFD,
- La poche d'air enfermée numériquement lors de l'impact CLONCK n'a pas les dimensions de la poche d'air observée expérimentalement.

Les mesures PIV réalisées lors de l'essai CLONCK X2 permettent d'effectuer des comparaisons de la forme de surface libre et du champ de vitesse de l'écoulement à des instants donnés avec les résultats numériques du calcul réalisé avec le maillage 4.

3.4.3.3 Profil de la surface libre et champ de vitesse de l'écoulement

L'étude du positionnement de la surface libre et du champ de vitesse de l'écoulement permet de comparer des données supplémentaires entre les résultats numériques et expérimentaux. L'étude est focalisée sur la forme du front de vague avant impact et l'enfermement de la poche d'air pendant l'impact.

Les figures 3.60 (a), (b) et 3.61 (a), (b) illustrent la position de la surface libre et les champs de vitesse de l'écoulement à deux instants distincts, $t = 3.73s$ et $t = 3.80s$, respectivement pour l'expérience et pour le calcul numérique.

Les figures 3.60 (a) et (b) mettent en évidence que la forme du front de vague numérique est différent de celui obtenu expérimentalement. Les champs de vitesse de l'écoulement expérimental et numérique sont quant à eux relativement proches, les vitesses de l'écoulement au niveau du front de vague est dans les deux cas de l'ordre de $1.2m/s$.

Néanmoins, nous pouvons observer que les vecteurs vitesses à cet endroit ne sont pas orientés de la même manière. Les vecteurs vitesses numériques (figure 3.60 (b)) sont orientés Nord-Est, contrairement au vecteur expérimentaux qui sont orientés Sud-Est dûs au retournement précoce de la vague. C'est pourquoi dans l'expérience le front de vague impacte la rangée de capteurs C, ce qui n'est pas le cas dans l'étude numérique.

Une dernière information est visible sur les figure 3.60 (a) et (b), à savoir que, la position de la surface libre le long de la paroi gauche de la cuve est plus haute numériquement qu'expérimentalement. Ceci était prévisible grâce à la figure 3.55 qui montre que lors du freinage, les forces fluide expérimentales suivant l'axe x sont plus fortes que celles obtenues numériquement, impliquant qu'une quantité de fluide plus importante expérimentalement a été emportée sur la face latérale droite de la cuve .

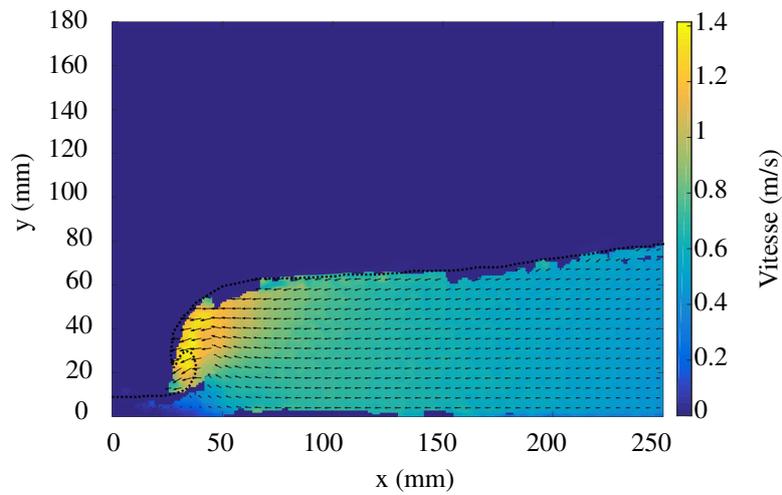
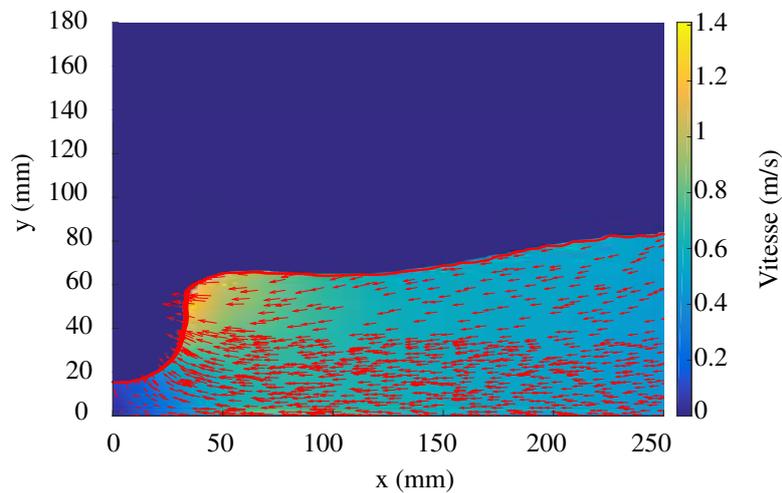
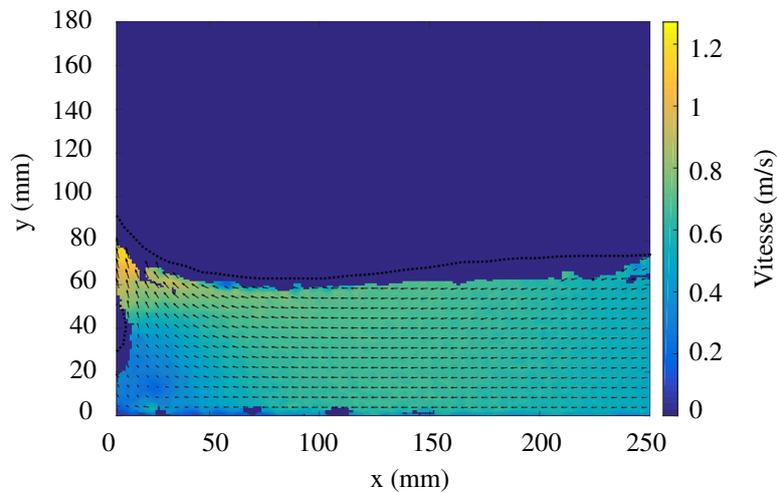
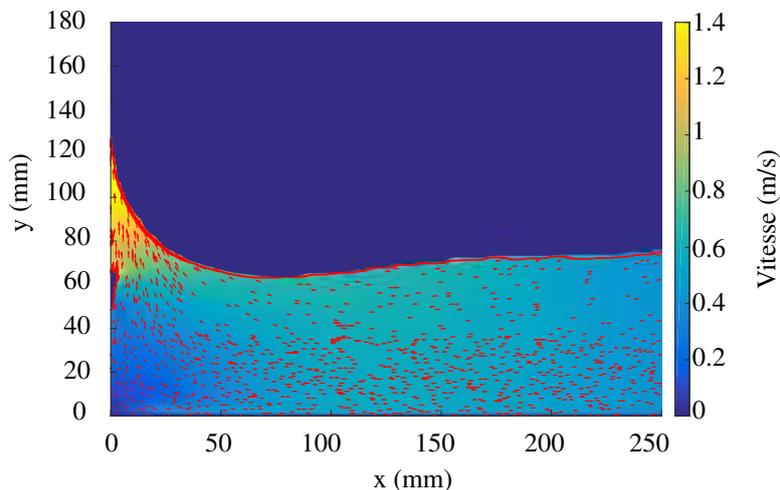
(a) Champ de vitesse expérimental à $t = 3.73$ s(b) Champ de vitesse numérique à $t = 3.73$ s

FIGURE 3.60 – Profils de surface libre et champs de vitesse de l'écoulement fluide expérimental et numérique avant l'impact CLONCK

Après impact, les profils de surface libre et les vecteurs vitesse obtenus expérimentalement et numériquement sont respectivement présentés dans la figure 3.61 (a) et (b). Une différence de dimension de la bulle d'air est facilement observable.



(a) Champ de vitesse expérimental à $t = 3.80$ s



(b) Champ de vitesse numérique à $t = 3.80$ s

FIGURE 3.61 – Profils de surface libre et champs de vitesse de l'écoulement fluide expérimental et numérique pendant l'impact CLONCK

L'épaisseur maximale de la poche d'air modélisées par le maillage 4 est de 6 mm à $t = 3.80$ s et l'épaisseur de la bulle d'air expérimentale est de l'ordre de 9 mm. De plus au même instant, la localisation des poches d'air sont différentes. Sans étonnement suite à l'étude de la figure 3.60 (a), les poches d'air modélisées se situent plus haut le long de la paroi latérale que la poche d'air expérimentale, soit respectivement à 60 et 40 mm du fond de la cuve.

L'étude du cas CLONCK demande des moyens expérimentaux supplémentaires tels que :

- un contrôle précis de la vitesse de déplacement de la cuve pour éliminer les incertitudes en entrée du calcul numérique,
- une instrumentation PIV haute cadence afin de pouvoir observer la compressibilité de la bulle d'air,
- un ensemencement de la surface libre pour mieux la détecter et ainsi pouvoir dimensionner la taille de la poche d'air précisément.

Le prix à payer afin que la méthode VOF soit adaptée pour l'étude d'un impact CLONCK n'est pas envisageable dans le domaine automobile. Un maillage très fin est nécessaire pour obtenir des résultats en pression insensibles à la taille du maillage, impliquant des temps de calcul très coûteux. Les signaux de pression numériques le long de la paroi latérale présentent une période d'oscillation constante. Cela met en évidence que la CFD ne prend pas en compte la défragmentation de la poche d'air. En effet, lorsque la taille de la poche d'air diminue la période d'oscillation doit augmenter. Dans la thématique industrielle, la compression de la poche d'air ainsi que son échappement génère du bruit. Une bonne simulation des fréquences d'oscillation de pression dues à la présence d'un enfermement d'air sont indispensables à la détermination des vibrations engendrées sur les parois du réservoir et à la détermination du bruit aérien.

Néanmoins, les écarts sur le lieu d'impact de la vague déferlante ainsi que les dimensions de la poche d'air ne dépendent pas de la méthode numérique mais plutôt de la donnée de vitesse en entrée du calcul et dépend donc de mesures expérimentales.

3.4.4 Résultats numériques du cas HITFRONT

L'essai nommé HITFRONT X7 a été choisi pour la confrontation des résultats numériques et expérimentaux. Le profil de vitesse appliqué au système en entrée du code numérique est issu de l'intégration par la méthode des trapèzes de l'accélération enregistrée pendant cet essai. L'étude du cas HIT est identique à celle du cas CLONCK.

3.4.4.1 Résultantes des efforts de pression sur les parois (F_x, F_z)

La figure 3.62 compare les forces fluide suivant l'axe x lors d'un cas HIT obtenues par des résultats numériques et par un résultat expérimental (HITFRONT essai X7). Quatre maillages présentés dans le tableau 3.9 ont été choisis pour cette étude.

Nous remarquons sur la figure 3.62 que les maillages 2, 3 et 4 donnent des réponses très similaires au regard des forces fluide suivant l'axe x et que le maillage 1 présente quelques différences.

Suivant l'axe de décélération x , les forces fluide numériques sont très proches des forces fluide expérimentales jusqu'au temps $t = 3.80s$. Ensuite un décalage temporel peut être observé. De plus, l'amplitude des signaux de forces numériques devient plus faible que celle enregistrée expérimentalement. Les calculs numériques amortissent fortement les forces fluides.

L'hypothèse émise pour justifier les différences de forces fluide numérique et expérimentale est que l'intégration de l'accélération pour obtenir la vitesse engendre une erreur en entrée de simulation. Dans ce cas, il serait nécessaire de mesurer les déplacements ou bien la vitesse de la cuve avec des capteurs adaptés.

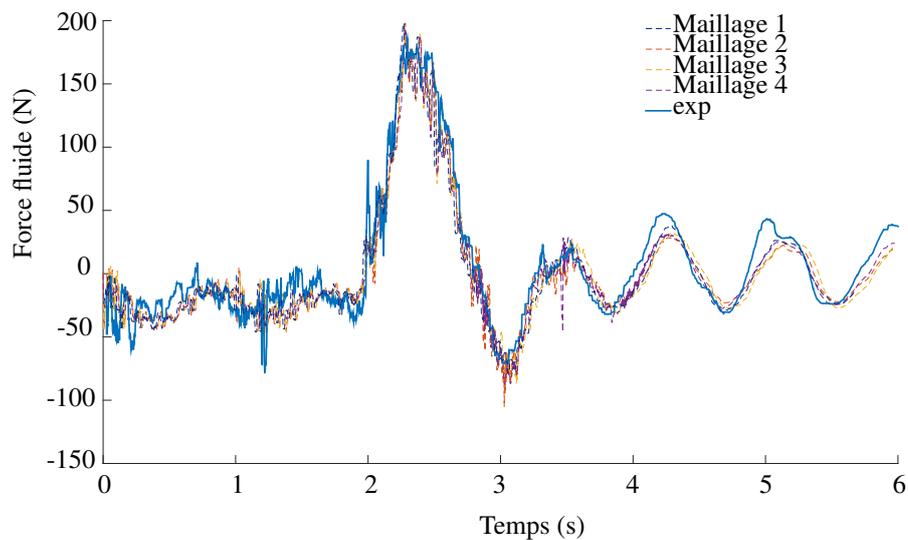


FIGURE 3.62 – Forces fluide suivant l'axe x HIT

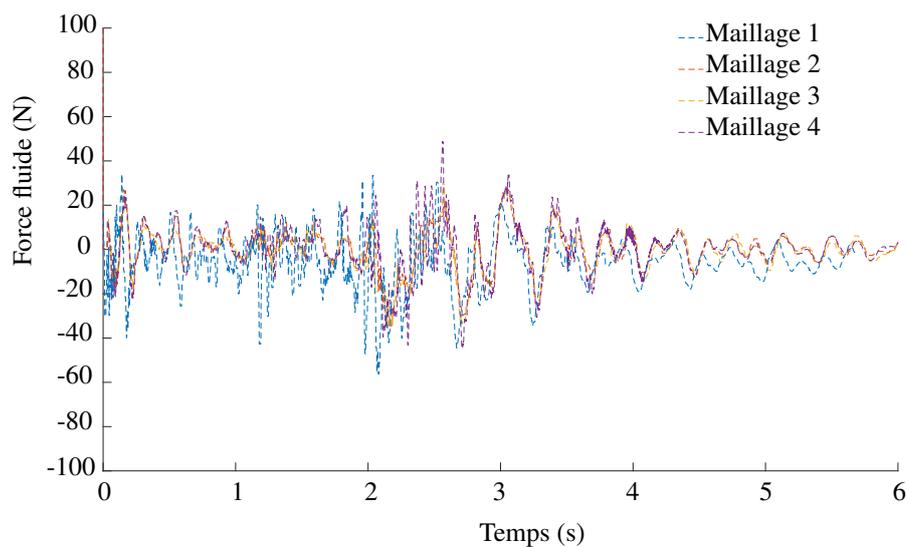


FIGURE 3.63 – Forces fluide suivant l'axe z HIT

La figure 3.63 compare les forces fluide numériques engendrées suivant l'axe z suivant la taille des maillages. Les forces obtenues par les calculs effectués avec les maillages 2, 3 et 4 sont de nouveau très similaires. Il est facilement observable sur la figure 3.63 que le maillage 1 est trop grossier et ne permet pas de décrire les forces fluide engendrées lors d'un freinage - cette conclusion est identique à celle du cas CLONCK. Le maillage 1 n'est donc pas retenu dans la suite de l'étude.

3.4.4.2 Pression d'impact

Lors de l'impact HITFRONT (à $t \approx 2.26s$), aucun décalage temporel visible entre les résultats des forces fluide numériques et expérimentales (3.62) n'est encore apparu. Les mesures de pressions numériques peuvent donc être comparées au mesures de pression expérimentales. Le principe

d'étude des pressions d'impact reste inchangé par rapport à la section 3.4.3.2.

Les pressions d'impact expérimentales obtenues lors de l'essai HITFRONT X7 sont comparées avec les pressions numériques obtenues suivant les trois maillages présentés dans le tableau 3.9.

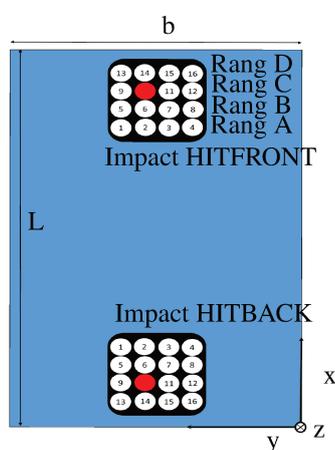


FIGURE 3.64 – Positionnement des rangées A à D dans la configuration HIT (vue de dessus)

Rang	$P_{max} - Exp$	
	$p(mBar)$	$t(s)$
A	-	-
B	23.35	2.275
C	28.94	2.264
D	38.83	2.256
Rang	$P_{min} - Exp$	
	$p(mBar)$	$t(s)$
A	-	-
B	18.31	2.269
C	12.85	2.264
D	29.72	2.257

TABLE 3.13 – Pics de pression expérimentaux maximum et minimum sur les rangées de A à D mesurés dans l'essai HIT FRONT X7.

La figure 3.64 (a) illustre le positionnement des capteurs de pression dans le cas d'étude HITFRONT avec une vue de dessus. Comme pour le cas CLONCK, le rang A correspond à la rangée composée des capteurs 1 à 4, le rang B à celle composée des capteurs 5 à 8, le rang C à la rangée de capteurs 9, 11 et 12 et enfin, le rang D aux capteurs 13 à 16.

Le tableau 3.13 est construit de la même manière que pour le cas CLONCK 3.10.

Expérimentalement, les capteurs de la rangée A ne montrent pas sur cet essai de pics de pression nets et il est impossible de savoir si les capteurs mesurent une pression d'impact où seulement une dérive en température. Les pressions obtenues expérimentalement pour le rang A ne sont pas présentées.

Maillage	Rang	$P_{ave} - CFD$		$P_{max} - CFD$	
		$p(mBar)$	$t(s)$	$p(mBar)$	$t(s)$
2	A	11.51	2.2813	11.57	2.2801
	B	16.67	2.2699	17.27	2.2708
	C	26.57	2.2638	28.60	2.2632
	D	27.43	2.2614	28.74	2.2617
3	A	12.16	2.2797	13.58	2.2790
	B	18.70	2.2706	21.18	2.2704
	C	26.94	2.2652	28.53	2.2652
	D	31.13	2.2608	32.46	2.2618
4	A	17.28	2.2817	18.04	2.2817
	B	18.84	2.2714	29.52	2.2691
	C	33.71	2.2653	43.10	2.2654
	D	32.65	2.2603	40.96	2.2600

TABLE 3.14 – Pressions d'impact numériques pour les 4 rangées de capteurs dans le cas HIT. Le temps associé à chaque pic de pression est inclus.

Le tableau 3.14 présente les résultats des pics de pression pour chaque rangée de capteur obtenus numériquement pour 3 maillages différents. Les pressions acquises par le calcul effectué avec le maillage 2 sous-estiment la pression d'impact quel que soit le rang.

Les pressions des calculs effectués avec le maillage 3 et le maillage 4 se rapprochent d'avantage des valeurs expérimentales en terme de pic de pression et d'instant d'impact. Leurs résultats sont concordants. Le maillage 3 est satisfaisant pour étudier le phénomène HIT, les résultats de ce calculs seront donc utilisés dans la suite de l'étude.

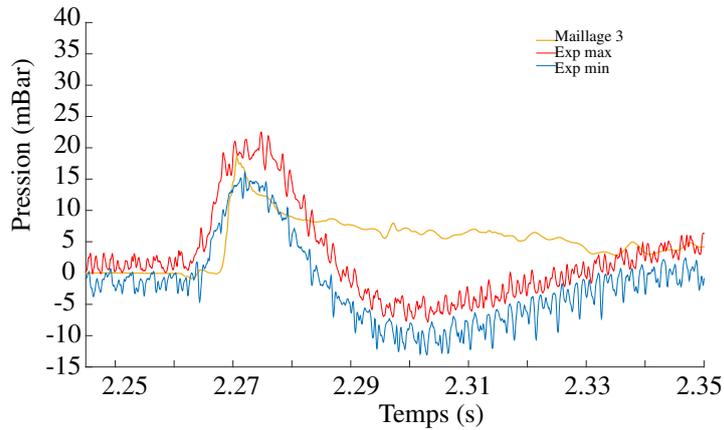
Nous superposons figure 3.65 les signaux de pressions numériques aux signaux de pressions expérimentaux pour chaque rangée de capteurs. Les pressions expérimentales pour l'essai HITFRONT X7 sont représentées par le minimum et le maximum de pression enregistrés par les 4 capteurs d'une même rangée en fonction du temps. Pour l'ensemble des rangées de capteurs étudiées, les valeurs expérimentales après la mesure d'impact chutent en dessous de zéro à cause d'une dérive en température, contrairement à la pression "numérique" qui est maintenue au dessus de cette valeur beaucoup plus longtemps.

L'impact fluide est localisé proche de la rangée de capteurs D. Sur celle-ci (figure 3.65 (c)), un léger décalage temporel de 0.005 seconde est observable. Le niveau d'amplitude du signal de pression numérique est correctement encadré par les valeurs minimum et maximum enregistrées expérimentalement.

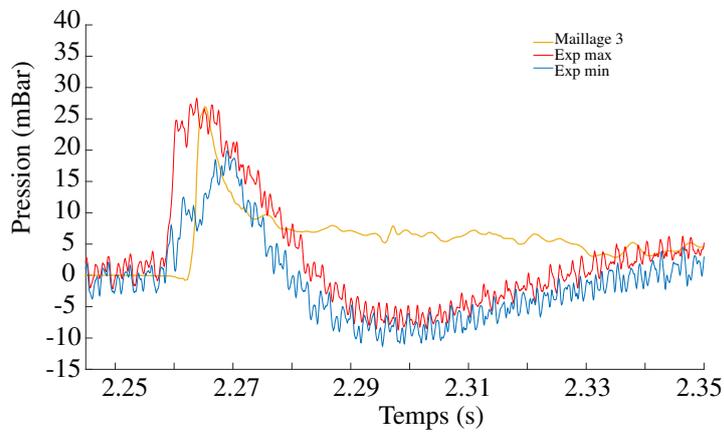
Concernant les résultats de pressions de la rangée C, illustrés figure 3.65(b), le décalage temporel numérique/expérience est toujours visible mais diminué. L'amplitude de la pression d'impact correspond bien au phénomène expérimental.

La figure 3.65(a) présente la valeur de pression numérique et expérimentale la plus éloignée de la localisation de l'impact, sur le rang B. Le décalage temporel est d'avantage diminué, impliquant que numériquement la vitesse du fluide lors du jet engendré par l'impact contre la paroi est plus importante.

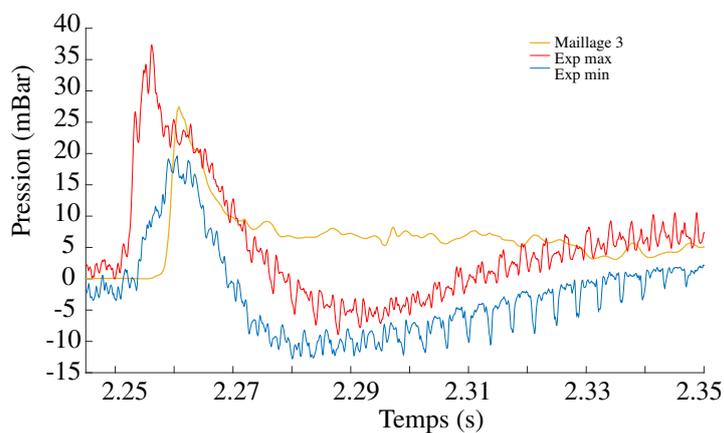
Finalement le maillage 3 est satisfaisant pour l'étude numérique du cas HIT, les amplitudes des pressions numériques étant très proches de celles relevées lors de l'expérience. Les capteurs de pression présentant une dérive en température, ne permettent pas de valider entièrement notre modèle numérique, c'est pourquoi une étude du champ de vitesse de l'écoulement et de la localisation de la surface libre est indispensable.



(a) Signaux de pression du Rang B



(b) Signaux de pression du Rang C

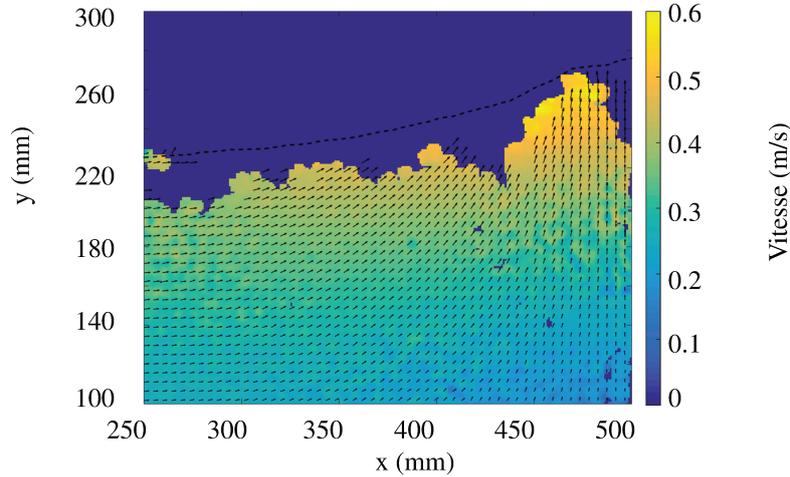


(c) Signaux de pression du Rang D

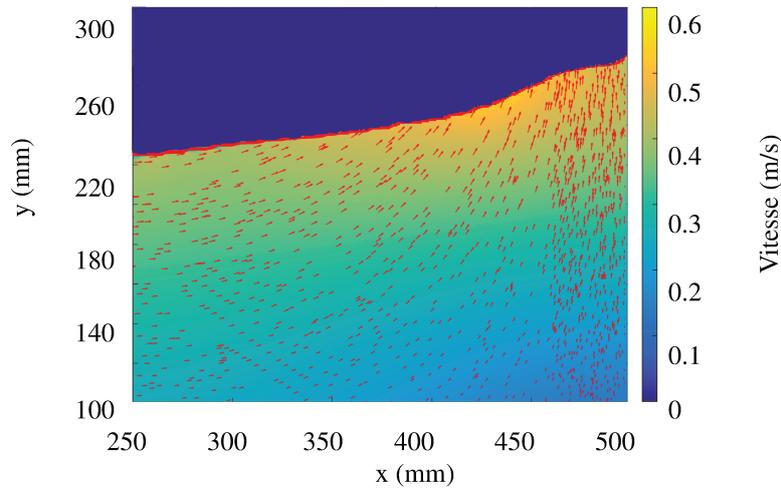
FIGURE 3.65 – Confrontation des minima et maxima de pressions expérimentales avec les pressions moyennes numériques (maillage 3) pour les rangs B, C et D

3.4.4.3 Profil de la surface libre et champ de vitesse de l'écoulement

Les figures 3.66 (a) et (b) illustrent les champs expérimental et numérique de vitesse de l'écoulement à $t = 2.20\text{s}$.



(a) Champ de vitesse expérimental à $t = 2.20\text{ s}$



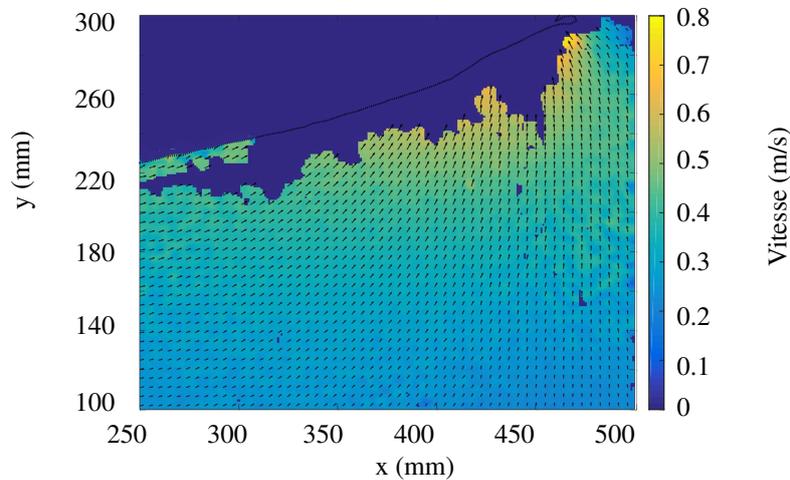
(b) Champ de vitesse numérique à $t = 2.199\text{ s}$

FIGURE 3.66 – Profils de surface libre et champs de vitesse de l'écoulement fluide expérimental et numérique avant l'impact HIT

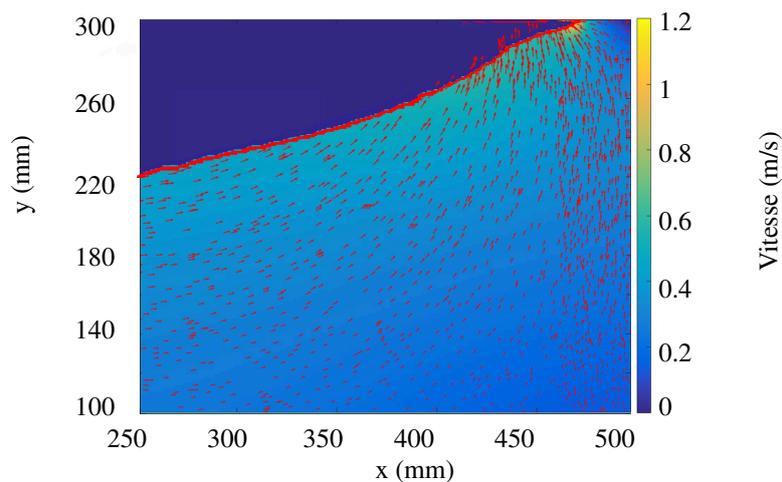
Le profil de surface libre numérique (figure 3.66 (b)) à $t = 2.20\text{s}$ est très similaire au profil expérimental (figure 3.66 (a)). Malgré le manque de particules proche de la surface libre lors de l'essai expérimental, nous observons un bon accord entre les résultats du champ de vitesse de l'écoulement atteignant 0.6m/s en proche surface libre.

Les figures 3.67 (a) et (b) représentent respectivement le champ de vitesse expérimental et numérique pendant l'impact HIT à $t = 2.27\text{ s}$. Les deux champs de vitesse concordent, même si un manque d'information en proche surface libre sur la figure 3.67 (a) empêche de déterminer les

valeurs du champ de vitesse dans le jet créé après impact. Numériquement, à l'endroit de l'impact la vitesse du fluide dépasse les 1.2m/s .



(a) Champ de vitesse expérimental à $t = 2.27\text{ s}$



(b) Champ de vitesse numérique à $t = 2.27\text{ s}$

FIGURE 3.67 – Profils de surface libre et champs de vitesse de l'écoulement fluide expérimental et numérique pendant l'impact HIT

Expérimentalement, l'amélioration de deux paramètres suivants est indispensable :

- Le contrôle précis de la vitesse de la cuve par un capteur de vitesse dans les 2 directions x et z , éliminant des erreurs dues à l'intégration du signal d'accélération.
- La mise en place d'un ensemencement plus homogène afin d'obtenir le champ de vitesse en proche surface libre

Malgré des lacunes expérimentales, le cas HIT permet de valider notre modèle CFD tant au niveau des forces fluide engendrées par le sloshing, qu'au niveau des pressions d'impacts. La localisation de la surface libre ainsi que le champ de vitesse de l'écoulement numérique sont concordants avec les données expérimentales.

3.5 Bilan

Bien que les deux types d'impacts (CLONCK et HIT) soient différents, les techniques mises en place pour cette étude restent les mêmes. Le dispositif a permis à la fois de mesurer les forces fluide globales, dont la connaissance est essentielle pour estimer les efforts sur les attaches d'un réservoir ainsi que les fréquences d'oscillation de ces forces, qui serviront à dimensionner le système en s'éloignant des fréquences principales de ballonnement pour divers niveaux de remplissage. Les pressions d'impact ont été mesurées de manière locale avec deux systèmes d'acquisition. L'analyse de ces pressions montre que certains paramètres permettent de bien caractériser précisément le phénomène. D'une part, le profil temporel de pression, l'amplitude du pic d'impact maximal ainsi que le temps de montée permettent de décrire précisément l'impact. D'autre part, les champs de vitesse, qui permettent de comprendre plus en détail le comportement du fluide lors du freinage, en particulier grâce à la méthode d'extraction des pressions par résolution de l'équation de Poisson mise en place dans cette étude. Cette dernière présente un fort potentiel expérimental à condition d'avoir un matériel adapté au phénomène observé ainsi que d'apporter un soin particulier aux paramètres de la méthode telles que les conditions aux limites à appliquer aux bords du domaine. De plus, une comparaison CFD/Expérience a été réalisée pour les deux types d'impact CLONCK et HIT. La modélisation dynamique des phénomènes a été réalisée avec Star-CCM+. L'approche VOF, très utilisée pour les écoulements di-phasiques, a été employée. Suite à la vérification des dimensions des phénomènes étudiés de manière expérimentale, l'étude numérique est effectuée en 2D. Les quantités observables comparés entre l'approche expérimentale et l'approche numérique sont les forces fluides engendrées par le sloshing, les pressions d'impact en parois, le profil de la surface libre et les champs de vitesse de l'écoulement fluide à des instants donnés.

Impact CLONCK

L'impact CLONCK est réalisé lors d'un freinage de l'ordre de $0.2g$ à un niveau de remplissage de 25% de la hauteur de la cuve. Il se caractérise par l'enferment d'une poche d'air d'une épaisseur d'environ 1.5 cm. Dans ce cas les forces globales engendrées par le mouvement de fluide n'excèdent pas $50N$ et la fréquence de ballonnement après impact est de l'ordre de $0.84Hz$. Deux types de profil de pression sont mis en évidence dans ce cas. Le premier, correspond à la localisation d'impact du front de la vague traversant sur la paroi. Le second profil est le phénomène d'oscillation dû à la compression de la poche d'air. Lors des essais, les pics de pression enregistrés pour les impacts du front de vague se situent aux alentours de $160mBar$ avec un temps de montée très court de l'ordre de $10^{-4}s$. Dans ce cas l'utilisation des cartes à mémoire de crêtes nous a permis de déterminer avec précision la valeur de pression. Concernant l'analyse de la compression de la poche d'air, plusieurs méthodes ont été utilisées. Les résultats expérimentaux montrent que les oscillations ont une fréquence de l'ordre $155Hz$. Ces fréquences ont été comparées avec des lois empiriques avec une bonne concordance. L'utilisation de la méthode PIV a permis de déterminer le champ de vitesse de l'écoulement avec une bonne résolution spatiale lors du freinage. Les vitesses mesurées dans le cas d'un impact de type CLONCK n'excèdent pas $1.3m/s$ et les essais mettent en évidence un écoulement globalement irrotationnel avec une très légère turbulence à la surface libre et en proche paroi. La méthode de détermination de la pression à partir des mesures PIV pâtit du manque de résolution temporelle mais donne une première approximation du champ de pression dans le fluide.

Lors de la confrontation avec les résultats numériques, les forces globales engendrées par le mouvement du fluide dans la cuve font apparaître un bon accord entre l'approche numérique considérée

et les mesures expérimentales malgré le signal d'accélération mesuré très bruité. Une légère différence est observée à l'instant du freinage où les forces mesurées sont légèrement supérieures aux forces calculées. L'air étant considéré comme compressible, les profils des signaux de pression numériques sont ressemblant aux signaux acquis lors de l'expérience. Cependant la taille de la poche d'air modélisée est 2 fois plus petite que la poche d'air réelle, entraînant des amplitudes et des fréquences oscillations de pression bien plus importantes numériquement expérimentalement. De plus, la période d'oscillation de pression "numérique" reste constante impliquant la non prise en compte des effets de fractionnement de la poche d'air emprisonnée. L'évolution dynamique de l'écoulement (avant et pendant l'impact contre la paroi latérale de la cuve) diffère entre les deux approches. En effet le phénomène de retournement de vague n'apparaît pas numériquement. Concernant les champs de vitesse, malgré une différence sur le front de vague avant impact, ils sont très semblables en amplitude. Le cas CLONCK permet de mettre en évidence les limites de l'approche VOF sur des écoulements di-phasique avec enfermement de poche d'air.

Impact HIT

L'impact HIT est réalisé lors d'un freinage de l'ordre de $0.4g$ à un niveau de remplissage de 75% de la hauteur de la cuve et se caractérise par un impact direct de la surface libre contre la paroi de la cuve. Les forces globales maximales engendrées par le mouvement de fluide sont de l'ordre $175N$, bien supérieures à celle enregistrées lors d'un cas CLONCK car la masse de fluide est beaucoup plus importante. La fréquence de ballonnement après impact est de l'ordre de $1.16Hz$. Les profils de pression ne présentent pas d'oscillation car dans ce cas, il n'y a pas d'emprisonnement d'air sur les capteurs. Les pics de pression enregistrés par les capteurs les plus proches de l'impact sont de l'ordre de $40mBar$ pour le premier impact (HITFRONT) et de $30mBar$ pour le second impact (HITBACK). Le temps de montée de ces pics est de l'ordre de $0.2 \times 10^{-3}s$ et l'acquisition sur les cartes échantillonnant à $20kHz$ est suffisante. Comme dans le cas CLONCK, la méthode PIV nous a permis de déterminer le champ de vitesse de l'écoulement qui dans ce cas n'excède pas $0.7m/s$. L'écoulement est globalement irrotationnel avec une très légère turbulence à la surface libre pour le premier impact. Il est à noter que l'écoulement devient plus turbulent une fois que le premier impact a eu lieu. Cette méthode de mesure permet également de voir des zones de fluide restant presque immobiles malgré le freinage. La méthode de détermination de la pression à partir des mesures PIV pâtit également dans ce cas du manque de résolution temporelle, mais aussi du manque de particules au niveau de la surface libre.

De manière numérique, les forces globales engendrées par le sloshing dans le cas HIT sont correctement modélisées malgré un amortissement numérique important. Les pressions d'impact sont en accord avec les pressions mesurées. Ce cas d'étude ne nécessite pas un maillage très fin, contrairement au cas CLONCK. Les profils de surface libre et de vitesse avant et pendant impact entre expérience et numérique sont très ressemblants. La CFD par approche VOF s'avère être une approche valide pour l'étude du cas HIT.

Ce chapitre constitue une importante base de données expérimentales ayant permis d'étudier avec attention le phénomène physique. Cette base de données est considérée comme le moyen de validation de nos simulations numériques. De manière générale, les résultats obtenus permettent de valider l'approche numérique envisagée pour le cas HIT. Cependant une étude numérique et expérimentale plus focalisée sur l'enfermement de poche d'air est envisagée. Les différences numériques/expériences observées sur les différentes données proviennent certainement de la mesure expérimentale de l'accélération de la cuve qui est peu précise et très bruitée. L'acquisition d'un nouveau banc d'essai instrumenté et contrôlé en vitesse permettra de lever cette hypothèse.



4

Interaction Fluide-Structure d'un problème de sloshing

*“Alice :How long is forever ?
White Rabbit : Sometimes, just one second.”*

Lewis Carroll, *Alice in Wonderland*

Sommaire

4.1 Étude d'un couplage faible partitionné itératif et de l'effet de la masse ajoutée	117
4.1.1 Présentation des modèles et du schéma itératif partitionné faiblement couplé	117
4.1.1.1 Présentation du cas d'étude	117
4.1.1.2 Présentation et validation de l'approche potentielle instationnaire	118
4.1.1.3 Principe de fonctionnement du schéma de couplage partitionné itératif	121
4.1.2 Étude du schéma de couplage sur un réservoir totalement rempli de fluide	123
4.1.2.1 Présentation du cas particulier	123
4.1.2.2 Étude de convergence du schéma et prédiction des limites de convergence	124
4.1.2.3 Limites et correction du schéma de couplage partitionné itératif par l'introduction de l'effet de masse ajoutée et résultats	126
4.1.3 Analyse des résultats du couplage pour un réservoir partiellement rempli	127
4.1.3.1 Estimation de la masse ajoutée	127
4.1.3.2 Effet bénéfique du schéma corrigé et étude du lien entre la masse ajoutée et le rapport L/H	127
4.1.3.3 Détermination du lien entre la convergence et le transfert d'énergies entre le fluide et la structure	129
4.2 Étude du couplage itératif partitionné par une approche VOF et confrontation avec l'approche potentielle instationnaire	131
4.2.1 Couplage partitionné itératif entre les deux logiciels commerciaux Star-CCM+ et Abaqus	131
4.2.1.1 Mise en données de la partie structure	131

4.2.1.2	Mise en données de la partie fluide	132
4.2.1.3	Mise en place du couplage	133
4.2.2	Cas d'un réservoir partiellement rempli $m_r = 0.78$ et $L/H = 2.22$. . .	134
4.2.2.1	Présentation du cas d'étude	134
4.2.2.2	Déplacement de la cuve vide	134
4.2.2.3	Plan d'investigation du couplage FSI itératif partitionné . . .	135
4.2.2.4	Conservation d'énergie du couplage FSI itératif partitionné .	135
4.2.2.5	Comparaison des résultats du couplage FSI par approche VOF avec ceux de l'approche linéaire	137
4.2.2.6	Étude des difficultés de convergence sur le couplage FSI par l'approche VOF	142
4.2.3	Conservation d'énergie et analyse de la convergence pour des cas de réservoir partiellement rempli de fluide avec des rapports de masse dif- férents	145
4.2.3.1	Cas $m_r = 1.5$ et $H = 0.225m$	145
4.2.3.2	Détermination du rapport de masse critique dans le couplage Star-CCM+/Abaqus	147
4.3	Bilan	148

La modélisation de l'interaction fluide-structure (FSI) dans les réservoirs partiellement remplis de fluide est aujourd'hui cruciale pour de nombreuses applications dans les secteurs de l'aéronautique, de l'automobile mais également dans d'autres secteurs comme le naval, le génie civil et le nucléaire.

Dans notre projet, la simulation numérique de l'interaction fluide-structure FSI peut être un moyen de déterminer le bruit produit par le sloshing dans les réservoirs en limitant considérablement les essais expérimentaux très coûteux.

L'objectif de cette partie est de présenter un modèle numérique d'interaction fluide-structure FSI, et en particulier le schéma itératif partitionné faiblement couplé.

Le couplage utilisé consiste à allouer à chaque physique un code différent créant ainsi un échange régulier entre le code fluide et le code structure au travers d'un schéma de couplage. Ce schéma est basé sur des solutions successives calculées respectivement par le code fluide et le code structure. Afin d'assurer la convergence de la solution couplée, une boucle itérative est incorporée dans la boucle temporelle.

L'inconvénient majeur de ce type de schéma réside dans le fait que lorsque des fluides *lourds* sont impliqués, la convergence n'est plus toujours garantie. L'objectif est donc d'appliquer le schéma corrigé présenté dans [Song et al., 2013] sur le cas d'un réservoir 2D partiellement rempli. Ici, la flexibilité provient des fixations du réservoir, ce dernier étant supposé rigide. Une attention toute particulière est accordée à la quantification de l'effet de masse ajoutée sur la convergence et sur les résultats du couplage. Ainsi, un lien entre les échanges d'énergies et les difficultés de convergence est mis en évidence. Les travaux exposés dans ce chapitre sont basés sur [Song et al., 2013].

4.1 Étude d'un couplage faible partitionné itératif et de l'effet de la masse ajoutée

Plusieurs types de couplage FSI existent, tels que :

- L'approche forte, aussi appelée monolithique, où un seul code résout la physique du solide et la physique du fluide en même temps (approche *Automatic Dynamic Incremental Nonlinear Analysis (ADINA)*).
- L'approche partitionnée faible itérative, où chaque physique est résolue par un code. Les échanges de données entre les deux codes s'effectuent plusieurs fois par pas de temps. Le nombre d'itérations est fixé par un critère de convergence et permet de converger (si convergence) vers la solution de couplage fort.
- L'approche partitionnée faible (non itérative), où chaque physique est résolue par un code, cependant un seul échange de données par pas de temps est réalisé.

Ces schémas de couplage sont classés du plus coûteux au moins coûteux.

Dans le cadre de notre étude, le couplage fort est très difficilement applicable en raison de la taille importante de notre modèle et de la complexité des phénomènes étudiés. Le couplage partitionné faible ne peut pas être employé en raison de la divergence automatique des calculs numériques lorsqu'un fluide *lourd* est considéré. Le schéma de couplage présenté dans ce chapitre correspond donc un schéma de couplage partitionné faible itératif avec correction des effets de masse ajoutée.

4.1.1 Présentation des modèles et du schéma itératif partitionné faiblement couplé

4.1.1.1 Présentation du cas d'étude

Le cas d'étude considéré est illustré dans la Figure 4.1(a). La longueur L , la largeur b sont identiques à celles utilisées précédemment dans le chapitre 3. L'analyse est réalisée en 2 dimensions (Figure 4.1(b)).

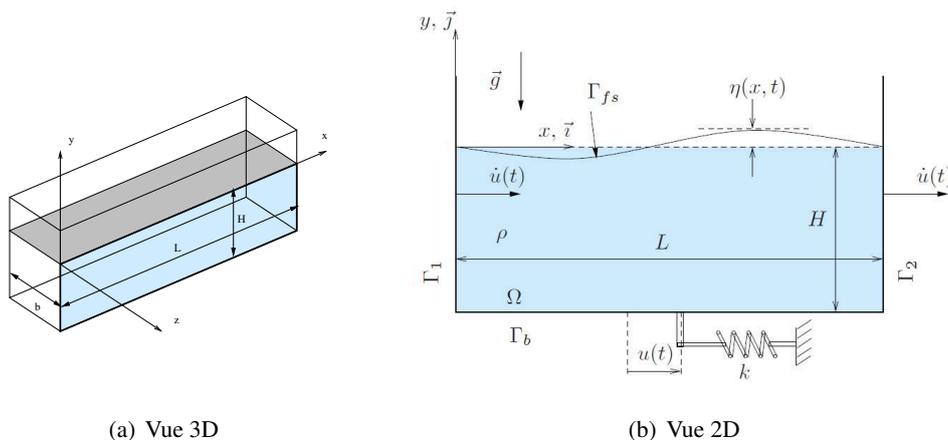


FIGURE 4.1 – Définition d'un réservoir rigide partiellement rempli ayant une attache flexible fixée à un élément encastré

La cuve de masse m est supposée rigide et attachée de manière flexible à son environnement. Cette flexibilité est représentée ici par un ressort de rigidité k attaché d'une part à la cuve et d'autre part à une partie rigide encastrée. Le déplacement de la cuve par rapport à sa position de repos est noté $u(t)$ et $\dot{u}(t)$ correspond à sa vitesse.

Le fluide utilisé est un fluide *lourd* qui est défini par sa masse volumique ρ . Les effets de la viscosité sont négligés. L'élevation de la surface libre est par la suite notée $\eta(x, t)$.

L'enveloppe du réservoir est régie par le PFD. Pour une cuve en mouvement positionnée en $u(t)$ par rapport à sa position de repos, la forme du PFD projetée sur l'axe x s'écrit :

$$m \frac{d^2 u}{dt^2} + k u(t) = f_p(t), \quad \text{avec} \quad u(0) = u^0 \text{ et } \dot{u}(0) = 0. \quad (4.1)$$

Le terme f_p correspond à l'effort agissant sur la structure qui résulte de l'intégration de la pression sur ses deux faces latérales Γ_1 et Γ_2 :

$$f_p(t) = f_{p,1}(t) + f_{p,2}(t) = b \int_0^H (p_2(y, t) - p_1(y, t)) dy, \quad (4.2)$$

Le terme b désigne la largeur de la cuve.

La résolution temporelle du terme de gauche de l'équation (4.1) est obtenue en utilisant le schéma de Différences Finis de *Newmark-Wilson* (N-W) [Dhatt et Touzot, 2005]. Il repose sur :

$$u^{n+1} = u^n + \Delta t \dot{u}^n + \frac{\Delta t^2}{4} (\ddot{u}^n + \ddot{u}^{n+1}), \quad \dot{u}^{n+1} = \dot{u}^n + \frac{\Delta t}{2} (\ddot{u}^n + \ddot{u}^{n+1}), \quad (4.3)$$

Les indices n et $n+1$ sont respectivement liés aux instants t et $t + \Delta t$. $\Delta u = u^{n+1} - u^n$ peut être déduit de :

$$\left(\frac{2m}{b\Delta t^2} + k \right) \Delta u = f_p^n - k u^n + m \left(\frac{2}{b\Delta t} \dot{u}^n + \frac{(1-b)}{b} \ddot{u}^n \right). \quad (4.4)$$

Le terme de force fluide f_p est calculé par une approche potentielle instationnaire au pas de temps n à cause du partitionnement du schéma de couplage considéré qui est présenté par la suite.

4.1.1.2 Présentation et validation de l'approche potentielle instationnaire

Comme nous l'avons vu dans le chapitre 2, la théorie de l'écoulement potentiel repose sur les hypothèses d'écoulement de fluide incompressible et irrotationnel. En se basant sur ces hypothèses, il est donc possible [Mottelet, 2000b] [Mottelet, 2000a] de définir une fonction potentielle de vitesse ψ qui prend en compte le mouvement de la cuve tel que :

$$\vec{\nabla} \psi = \vec{V} + \dot{u}(t) \vec{i} = \vec{\nabla} \Phi + \dot{u}(t) \vec{\nabla} \psi_0, \quad \text{et} \quad \psi = \Phi + \dot{u}(t) \psi_0, \quad (4.5)$$

On note $\vec{V}(x, y, t)$ la vitesse locale de l'écoulement fluide, relative à la vitesse de la structure \dot{u} . La fonction potentielle est séparée en deux parties : Φ et ψ_0 , respectivement la vitesse relative du fluide et la vitesse des parois de la cuve \dot{u} .

On obtient donc finalement l'équation de Poisson :

$$\Delta \psi = 0 \text{ dans } \Omega. \quad (4.6)$$

L'équation de la surface libre

L'équation de l'élévation de la surface libre est obtenue en combinant une condition dynamique et une condition cinématique. L'emploi de la forme instationnaire de l'équation de Bernoulli sur la surface libre Γ_s s'écrit :

$$g\eta + \frac{1}{2} \left(\vec{\nabla}\psi \right)^2 + \dot{\psi} = 0 \text{ sur } \Gamma_{fs},$$

où η et g sont respectivement l'élévation de la surface libre et la gravité.

En négligeant le terme non linéaire $\left(\vec{\nabla}\psi \right)^2$ (hypothèse des petites perturbations), la condition à la limite dynamique est obtenue :

$$g\eta + \dot{\psi} = 0 \quad \Rightarrow \quad \eta = -\frac{\dot{\psi}}{g} \text{ sur } \Gamma_{fs}. \quad (4.7)$$

La condition à la limite cinématique traduit l'égalité entre la composante verticale de la vitesse en un point quelconque de Γ_{fs} et la dérivée partielle par rapport au temps de l'élévation de la surface libre $\eta(x, t)$, soit :

$$\dot{\eta} = \vec{\nabla}\psi \cdot \vec{n} = \frac{\partial\psi}{\partial n} \text{ sur } \Gamma_{fs}.$$

La combinaison des relations précédentes conduit finalement à l'équation de la surface libre :

$$\ddot{\psi} + g \frac{\partial\psi}{\partial n} = 0 \text{ sur } \Gamma_{fs}. \quad (4.8)$$

Conditions aux limites sur les parois du réservoir

Les parois $\Gamma_{1,2}$ sont supposées non déformables mais en mouvement avec une vitesse imposée \dot{u} :

$$\frac{\partial\psi}{\partial n} = -\dot{u}(t) \text{ sur } \Gamma_1 \text{ et } \frac{\partial\psi}{\partial n} = \dot{u}(t) \text{ sur } \Gamma_2, \quad (4.9)$$

où les normales \vec{n} sont toujours orientées vers l'extérieur du domaine fluide.

La condition à la limite au fond de la cuve s'écrit :

$$\frac{\partial\psi}{\partial n} = 0 \text{ sur } \Gamma_b. \quad (4.10)$$

Au final, le problème d'écoulement potentiel est régi par l'ensemble des équations (4.6), (4.8), (4.9) et (4.10).

Condensation du problème sur l'interface

Afin de réduire significativement la taille du problème 2D à résoudre, celui-ci est condensé par projection sur la surface libre en un problème 1D. La méthode de condensation utilisée est présentée dans [Mottelet, 2000b]. Soit φ la fonction potentielle attachée à la surface libre tel que $\varphi = \psi|_{\Gamma_{fs}}$. Dans le contexte de la résolution par la MEF [Dhatt *et al.*, 2012], la forme faible de l'équation (4.8) est donnée par :

$$\int_{\Gamma_{fs}} \delta\varphi \left(\ddot{\varphi} + g \frac{\partial\psi}{\partial n} \right) ds = 0 \quad \forall \delta\varphi(x), \quad (4.11)$$

où $\delta\varphi(x)$ est la fonction test arbitraire.

Au final, la discrétisation par les éléments finis de l'équation (4.11) basé sur des éléments deux noeuds linéaires conduit à cet ensemble d'équations :

$$[M_\varphi]\{\ddot{\varphi}\} + [K_\varphi]\{\varphi\} = \{F_\varphi\}. \quad (4.12)$$

Grâce à cette approche condensée, $[K_\varphi]$ et $\{F_\varphi\}$ sont des matrices et vecteurs pleins. Ce système est complété par les conditions initiales $\{\varphi\} = \{\dot{\varphi}\} = \{0\}$ qui traduit la surface libre initiale au repos.

Validation sur les modes de ballonnement

La validation de notre modèle potentiel fluide peut être réalisée sur la comparaison des fréquences de ballonnement dans un réservoir rectangulaire avec une solution analytique [ref, c] :

$$f_{mn} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\pi g \sqrt{\frac{m^2}{L^2} + \frac{n^2}{b^2}} \tanh\left(\pi h \sqrt{\frac{m^2}{L^2} + \frac{n^2}{b^2}}\right)}, \quad [Hz],$$

les indices m and n sont respectivement le numéro du mode le long des directions L et b . Dans notre cas, nous posons $n = 0$ et seulement les modes m sont considérés.

Paramètres	$\Delta x (m)$	Nœuds	T3 élément	L2 élément
Maillage I	0.01	1561	3120	50
Maillage II	0.005	5949	11896	100

TABLE 4.1 – Propriétés des maillages ($L = 0.5 m$, $H = 0.225 m$, $b = 1 m$)

Les propriétés des maillages sont présentées dans tableau 4.1, où les éléments T3 et L2 désignent respectivement des éléments triangles et des éléments linéaires à deux noeuds. Les fréquences calculées par la MEF sont déterminées en utilisant le calcul des valeurs propres à partir de l'équation (4.12) et en éliminant le terme $\{F_\varphi\}$. Les dix premières fréquences sont exposées dans le tableau 4.2 et montrent, pour les 6 premières, une bonne corrélation. L'augmentation de l'erreur pour les dernières fréquences est due à une taille de maille trop grande.

Mode ($m, n = 0$)	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
Fréquences exactes [Hz]	1.17	1.76	2.16	2.49	2.79	3.06	3.30	3.53	3.75	3.95
Fréquences par MEF [Hz]	1.19	1.75	2.19	2.50	2.84	3.08	3.38	3.58	3.88	4.05
Erreur [%]	1.25	0.09	1.34	0.16	1.79	0.71	2.53	1.53	3.52	2.60

TABLE 4.2 – Comparaison des fréquences naturelles de ballonnement

Comparaison avec des données expérimentales dans le cas d’une fixation rigide

Dans la suite de cette étude, les dimensions du réservoir rectangulaire utilisé pour les essais expérimentaux avec une masse m de 50 kg sont utilisées.

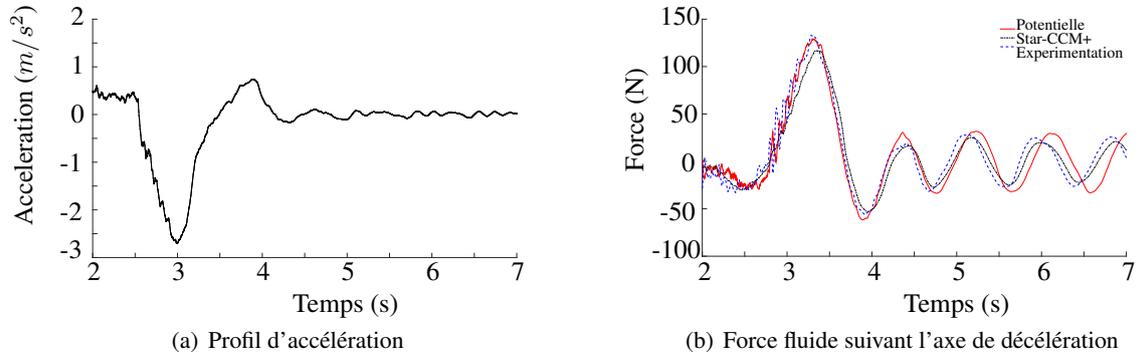


FIGURE 4.2 – Comparaison des résultats des forces fluide x suivant 3 approches lors de l’application d’un freinage automobile (cas HIT)

Le maillage sélectionné correspond au Maillage I présenté dans le tableau 4.1. La hauteur de remplissage présente dans le réservoir est de $H = 0.225\text{ m}$. Le profil de décélération imposé en donnée d’entrée est présenté figure 4.2(a). Les forces globales expérimentales obtenues suivant l’axe d’accélération sont comparées avec les résultats obtenues par la CFD.

De manière prévisible la figure 4.2(b) montre que lors d’un freinage automobile, l’amplitude du sloshing est importante. La présence de discontinuité au niveau de la surface libre met en évidence les limites de précision de notre modèle linéaire [Brandely *et al.*, 2014]. Cependant, ce modèle linéaire est conservé afin de valider notre schéma de couplage rapidement et en limitant le coût de calcul dû à la résolution de la physique fluide.

4.1.1.3 Principe de fonctionnement du schéma de couplage partitionné itératif

L’équation d’interaction fluide-structure (FSI) est donnée par l’équation (4.1). Dans l’approche partitionnée, les termes de part et d’autre de l’égalité sont résolus chacun par un code. Cela crée un schéma de couplage résolu en 4 étapes, comme le montre la figure 4.3.

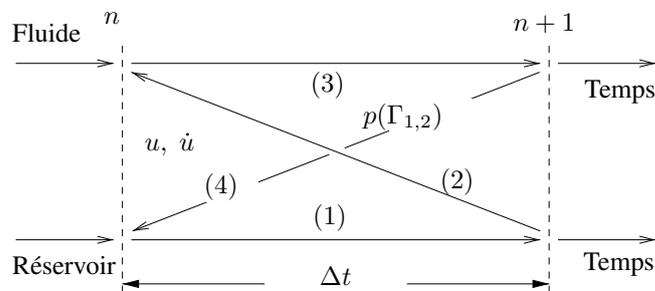


FIGURE 4.3 – Schéma de couplage partitionné itératif

Conservation d'énergie

En l'absence d'amortissement et lors d'oscillations libres, la somme totale des énergies du fluide et de la structure est temporellement constante et égale à celle issue des conditions initiales. La conservation d'énergie assure une qualité importante du couplage fluide-structure. L'énergie totale du fluide est obtenue comme la somme d'une énergie cinétique et d'une énergie potentielle, telle que :

$$\begin{aligned} \mathcal{E}_{FL}(t) &= \frac{1}{2}b \iint_{\Omega} \rho \|V^2\| d\Omega + \frac{1}{2}b \int_{\Gamma_{fs}} \rho g \eta^2 ds \\ &= \langle \varphi \rangle \frac{\rho b}{2g} [K_{\varphi}]\{\varphi\} + \langle \eta \rangle \frac{\rho g b}{2} [M_{\varphi}]\{\eta\}. \end{aligned} \quad (4.14)$$

L'élévation de la surface libre η est déterminée à partir de l'équation (4.7).

L'énergie mécanique du réservoir est également issue de l'énergie potentielle et cinétique, telle que :

$$\mathcal{E}_{TK}(t) = \frac{1}{2}m\dot{u}^2 + \frac{1}{2}ku^2.$$

4.1.2 Étude du schéma de couplage sur un réservoir totalement rempli de fluide

4.1.2.1 Présentation du cas particulier

Le cas particulier d'un réservoir fermé complètement rempli de fluide offre une solution analytique permettant de mettre en évidence l'effet de la masse ajoutée. De plus, c'est un cas critique pour valider un schéma **FSI**, dans lequel seulement l'effet de la masse de fluide interagit avec la dynamique de la structure. Le cas considéré est présenté dans le Figure 4.4.

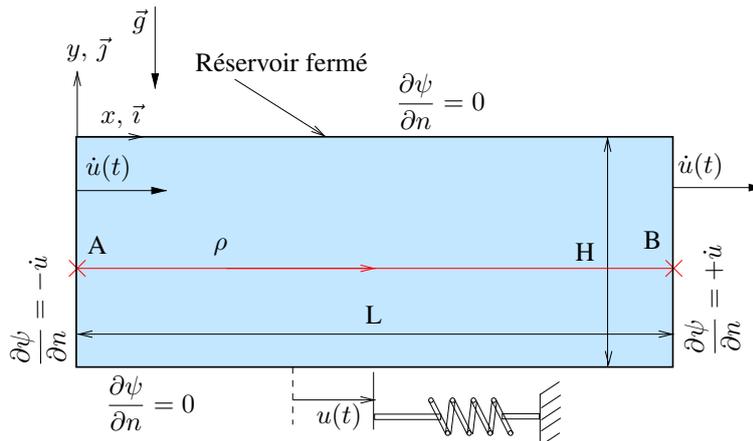


FIGURE 4.4 – Cas particulier d'un réservoir fermé totalement rempli de fluide

Le fluide considéré est de l'eau ($\rho = 1000 \text{ kg/m}^3$) dont la viscosité est négligée. La solution exacte est obtenue directement, mais la forme non-stationnaire de l'équation de Bernoulli permet de déterminer les forces agissant sur les deux parois latérales. En l'appliquant le long de la ligne

reliant les points A et B , on obtient :

$$p_B - p_A + \rho \left(\frac{\partial \psi_A}{\partial t} - \frac{\partial \psi_B}{\partial t} \right) = 0 \quad (4.15)$$

Avec les conditions aux limites, la fonction potentielle est simplement donnée par :

$$\psi(x) = \dot{u}x + b, \quad (4.16)$$

et puis :

$$p_B - p_A = \rho \frac{d\dot{u}}{dt} (x_A - x_B) = -\rho L \frac{d\dot{u}}{dt}$$

Ce terme est indépendant de la direction y . Par conséquence, le terme de force fluide agissant sur la cuve (eq. (4.2)) peut être écrit :

$$f_p = (p_B - p_A)bH = -m_{add} \frac{\dot{u}}{dt} \quad \text{avec} \quad m_{add} = \rho bHL = m_f \quad (4.17)$$

Dans ce cas, le terme de masse ajouté m_{add} est égal à la masse de fluide m_f . En l'injectant dans l'équation (4.1), on obtient la forme prédictive masse-ressort :

$$(m + m_{add}) \frac{d^2 u}{dt^2} + ku = 0, \quad \text{avec} \quad u(0) = u_o,$$

dont la solution exacte est :

$$u(t) = u_o \cos(\omega_c t), \quad \text{avec} \quad \omega_c^2 = \frac{k}{m + m_{add}}, \quad (4.18)$$

où ω_c correspond à la pulsation du système couplé.

4.1.2.2 Étude de convergence du schéma et prédiction des limites de convergence

A partir de l'équation (4.1), (4.13) et (4.16), le processus de couplage itératif est donné par :

$$m\ddot{u}^{i+1} + ku^{i+1} = (p_B^i - p_A^i)bH = -m_f \left(\frac{\dot{u}^i - \dot{u}^n}{\Delta t} \right). \quad (4.19)$$

Le terme $d\psi/dt$ nécessaire au calcul de la pression est discrétisé selon un schéma de Différence Finis de premier ordre. L'analyse de convergence nécessite une réécriture sous cette forme :

$$u^{i+1} = f(u^i) \quad \text{avec} \quad u^o,$$

La convergence est assurée si $f(u)$ est continue et dérivable, $|df/du| < 1$ et u^o est assez proche de la solution. En combinant avec l'équation (4.3) aux itérations $i + 1$ et i , l'équation (4.19) peut être réécrite comme :

$$u^{i+1} = -\frac{m_r}{2 + \Delta t^2 \omega^2 / 2} u_i + \dots$$

Le terme $m_r = m_f/m$ correspond au rapport de masse et $\omega = k/m$ à la pulsation naturelle. Le pas de temps Δt est écrit comme :

$$T = N \Delta t \quad \text{avec} \quad T = \frac{2\pi}{\omega} \quad \text{et donc} \quad \Delta t^2 \omega^2 = \frac{4\pi^2}{N^2}.$$

où N est l'échantillonnage de la période T . Nous identifions :

$$f(u^i) = G u^i + \dots \quad \text{avec} \quad G = -\frac{m_r}{2 + 2\pi^2/N^2}. \quad (4.20)$$

La convergence est assurée si :

$$\left| \frac{df}{du} \right| = |G| < 1 \quad \Rightarrow \quad m_r < 2 \left(1 + \frac{\pi^2}{N^2} \right). \quad (4.21)$$

En considérant le second et troisième ordre de précision pour $d\psi/dt$ respectivement donnés par :

$$\left. \frac{d\psi^i}{dt} \right|_{2nd} = \frac{\frac{3}{2}u^i - 2u^n + \frac{1}{2}u^{n-1}}{\Delta t} + \Delta t^2(\dots), \quad \left. \frac{d\psi^i}{dt} \right|_{3rd} = \frac{\frac{11}{6}u^i - 3u^n + \frac{3}{2}u^{n-1} - \frac{1}{3}u^{n-2}}{\Delta t} + \Delta t^3(\dots),$$

Nous pouvons facilement montrer que les valeurs critiques correspondantes pour m_r sont respectivement multipliées par $2/3$ et $6/11$. Cela traduit le fait qu'en augmentant le degré de précision, la convergence est pénalisée.

La boucle itérative est contrôlée par le critère de convergence suivant :

$$\varepsilon^i = \left(\sqrt{\langle \Delta \ddot{u} \rangle} \right) / nddl < 10^{-3} \quad \text{avec} \quad \{\Delta \ddot{u}\} = \{\ddot{u}\}^i - \{\ddot{u}\}^{i-1},$$

où $nddl$ désigne le nombre total de degré de liberté du système.

Pour le cas particulier du réservoir fermé dont les propriétés sont présentées dans le Tableau 4.3, les limites des rapports de masse m_r prédits pour assurer la convergence selon l'ordre de précision sont présentés dans le Tableau 4.4.

Paramètres	u_o [m]	m [kg]	k [N/m]	L [m]	H [m]	Δt [s]	$nstep$	N
Valeurs	0.01	50	2.10^4	0.5	0.225	10^{-2}	10	45

TABLE 4.3 – Paramètres utilisés dans le cas du réservoir fermé totalement rempli de fluide

Ordre de précision $d\psi/dt$	1st	2nd	3rd
Valeur critique prédites pour m_r	2.01	1.34	1.1

TABLE 4.4 – Rapports de masse critique prédits pour assurer la convergence en fonction de l'ordre de précision de la discrétisation temporelle du terme $d\psi/dt$

Nous pouvons observer avec une discrétisation temporelle de premier ordre que le calcul ne convergera pas lorsque la masse fluide sera de 2.01 fois supérieure à la masse de la structure. Il peut également être noté que plus l'ordre de précision augmente, plus le rapport m_r doit être petit pour que le calcul converge. En d'autres termes, il est donc possible de conclure qu'une précision importante pénalise la convergence.

4.1.2.3 Limites et correction du schéma de couplage partitionné itératif par l'introduction de l'effet de masse ajoutée et résultats

La correction apportée pour améliorer la convergence est similaire à celle décrite par Lefrançois dans [Song *et al.*, 2013]. Elle est basée sur l'observation que l'augmentation du terme inertiel ou bien la diminution du terme de force favorise le processus itératif. L'idée principale est donc d'ajouter un terme inertiel de masse ajoutée des deux côtés de l'équation de couplage tel que :

$$m_{add}\ddot{u}^{i+1} + m\ddot{u}^{i+1} + ku^{i+1} \approx f_p^i + m_{add}\ddot{u}^i. \quad (4.22)$$

Dans ce cas particulier m_{add} est égal m_f . Dans l'équation 4.22, la contribution du terme de gauche et de droite sont respectivement à l'iteration $i + 1$ et i . Si la convergence aboutie, $\ddot{u}^i = \ddot{u}^{i+1}$ et l'expression originale (équation (4.1)) est exactement satisfaite. L'analyse de la convergence est similaire à [Song *et al.*, 2013], le critère de convergence étant :

$$G = \frac{m_r}{4(1 + m_r)(1 + \pi^2/N^2)} \quad \text{donc} \quad 0 < G < 1 \quad \forall m_r.$$

La convergence du schéma corrigé est toujours assurée quel que soit la valeur du rapport de masse.

Afin de valider les résultats prédits dans le tableau 4.4 concernant l'effet du rapport de masse sur la convergence, des calculs FSI ont été réalisés dans le cas présenté dans la figure 4.4 avec différentes valeurs de m_r . Le nombre d'itérations (valeur moyenne) nécessaire pour la convergence au premier, deuxième et troisième ordre de précision est présenté dans le tableau 4.5. Chaque colonne correspond à un rapport de masse (dépendant de ρ) . Le signe '-' signifie un résultat divergent.

m_r	0.225	0.45	0.9	1.08	1.32	1.57	1.91	1.99	2.025
1st order	5	7	11	14	20	33	72	1300	-
2nd order	6	9	22	38	850	-	-	-	-
3rd order	7	11	42	550	-	-	-	-	-

TABLE 4.5 – Nombre d'itérations nécessaires pour la convergence FSI pour le schéma de couplage partitionné non corrigé en fonction des ordres de précision

Les valeurs des rapports de masse critiques prédites dans le tableau 4.4 sont confirmées par les résultats de l'étude numérique dans le tableau 4.5.

m_r	0.225	0.45	0.9	2.25	4.5
1st order	5	6	7	8	8
2nd order	4	5	5	6	6
3rd order	4	4	5	5	5

TABLE 4.6 – Nombre d'itérations nécessaires pour la convergence FSI pour le schéma de couplage partitionné corrigé en fonction des ordres de précision

Les résultats obtenus avec le schéma de couplage corrigé par l'ajout du terme de masse ajoutée sont présentés dans le Tableau 4.6. La convergence est systématiquement obtenue quel que soit le rapport de masse et l'ordre de précision. De plus, le nombre d'itérations nécessaires pour les rapports de masse non pénalisant ($m_r \leq 2$) est réduit par le schéma correctif, ce qui confirme l'effet bénéfique de l'ajout du terme de masse ajoutée.

4.1.3 Analyse des résultats du couplage pour un réservoir partiellement rempli

4.1.3.1 Estimation de la masse ajoutée

Ici, nous considérons le cas d'une structure flexible composé de n *Degré de liberté* (ddl) afin d'exposer l'estimation de la masse ajoutée pour les cas généraux. Le calcul de la matrice de masse ajoutée $[M_{add}]$ est basé sur les hypothèses que le fluide est non visqueux et que les effets convectifs peuvent être négligés au regard du champ de gradient de pression [?]. Cela mène à l'équation classique de Poisson [?] pour la pression p sur le domaine Ω , complété par les conditions aux limites reliées aux accélérations pariétales du solide :

$$\Delta p = 0 \quad \forall \vec{x} \in \Omega \quad \text{avec} \quad \vec{\nabla} p \cdot \vec{n} = \rho_f \vec{u} \cdot \vec{n} \quad \text{sur} \quad \partial\Omega_1 \quad \text{et} \quad \vec{\nabla} p \cdot \vec{n} = 0 \quad \text{sur} \quad \partial\Omega_2. \quad (4.23)$$

où les parties mobiles sont notées $\partial\Omega_1$ et les parties fixes notées $\partial\Omega_2$ et \vec{n} correspond au vecteur normal orienté vers l'extérieur de l'écoulement. Le calcul de $[M_{add}]$, nécessite tout d'abord le calcul de l'ensemble des N vecteurs propres de la structure notés $\{V_i\}$, tel que :

$$\{U\} = \sum_{i=1}^N a_i \{V_i\}, \quad \text{tel que} \quad \langle V_i | V_i \rangle = 1 \quad \text{et} \quad p = \sum_{i=1}^N \ddot{a}_i \mathcal{P}_i, \quad (4.24)$$

où \mathcal{P}_i est la composante modale du champ de pression reliée au i^{eme} vecteur propre de la structure. Cela, associé à l'équation (4.23), permet le solution des N equations de Poisson :

$$\Delta \mathcal{P}_i = 0 \quad \forall \vec{x} \in \Omega \quad \text{avec} \quad \vec{\nabla} \mathcal{P}_i \cdot \vec{n} = \rho_f \vec{V}_i \cdot \vec{n} \quad \text{sur} \quad \partial\Omega_1. \quad (4.25)$$

Au final, la composante $M_{add}(i, j)$ est déduite de :

$$m_{add}(i, j) = \oint_{\partial\Omega_1} \mathcal{P}_j \vec{V}_i \cdot \vec{n} ds \quad \text{tel que} \quad [m_{add}] = [X]^T [M_{add}] [X], \quad (4.26)$$

où $[m_{add}]$ est la projection de la matrice de masse ajoutée sur la base des vecteurs propres $[X] = [\{V_1\} \dots \{V_N\}]$. En considérant notre cas d'étude, un réservoir attaché de manière flexible avec seulement un seul ddl, le terme de masse ajoutée est donné par un scalaire :

$$m_{add} = \oint_{\partial\Omega_1} \mathcal{P}_1 \vec{v} \cdot \vec{n} ds = \int_{\Gamma_2} \mathcal{P}_1 ds - \int_{\Gamma_1} \mathcal{P}_1 ds. \quad (4.27)$$

4.1.3.2 Effet bénéfique du schéma corrigé et étude du lien entre la masse ajoutée et le rapport L/H

Le cas général d'un réservoir partiellement rempli d'eau ($\rho = 1000 \text{ kg/m}^3$) où L/H définit le rapport longueur sur hauteur du domaine fluide. Les autres propriétés utilisées dans ce cas d'étude sont référencées dans le tableau 4.3. Les calculs FSI basés sur le schéma de couplage non corrigé et corrigé ont été effectués avec une longueur $L = 0.5 \text{ m}$ et une hauteur H allant de 0.05 m à 0.5 m afin de mettre en évidence les limites de convergence.

Dans le tableau 4.7, nous pouvons noter le bénéfice de la correction de la masse ajoutée par rapport au schéma non corrigé tant au niveau des cas non pénalisant avec une réduction du nombre d'itérations qu'au niveau des cas critiques où la convergence est toujours garantie.

m_r	0.5	1	2	3	4	5	10	20
H (m)	0.05	0.1	0.2	0.3	0.4	0.5	1	2
L/H	10	5	2.5	1.67	1.25	1	0.5	0.25
itérations (standard)	3	4	20	-	-	-	-	-
itérations (corrigé)	3	4	5	5	6	6	6	6
$H_{eq,add}$ (m)	0.005	0.02	0.08	0.17	0.26	0.36	0.86	1.86

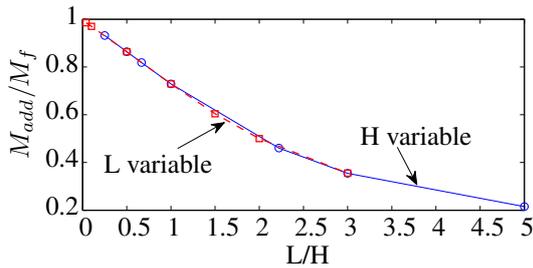
TABLE 4.7 – Nombre d’itération nécessaire pour la convergence ($L = 0.5 m$) avec le schéma FSI non corrigé et corrigé au second ordre

Le paramètre $H_{eq,add}$ représente la hauteur d’eau équivalente au terme de masse ajoutée.

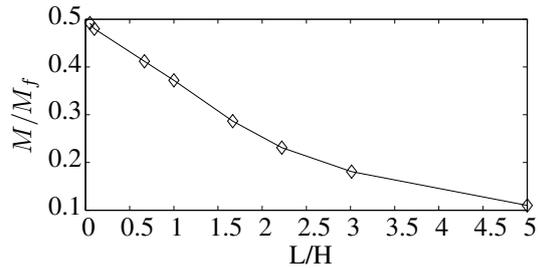
Les résultats présentés dans le tableau 4.7 soulignent une forte dépendance entre la convergence et le rapport L/H du domaine fluide.

Une étude numérique a été réalisée pour analyser le lien entre ces deux paramètres. La masse ajoutée a été calculée pour plusieurs cas avec différentes valeurs pour $L \in [0.02, 2]m$ et $H \in [0.05, 2]m$.

Sur la figure 4.5 (a), il est observable que plus le rapport L/H est petit, plus le terme de masse ajoutée est grand et par conséquent plus la convergence pour le schéma non corrigé est difficile à atteindre.



(a) Masse ajoutée nécessaire pour la convergence



(b) Masse de la cuve pour la convergence (Schéma FSI non corrigé)

FIGURE 4.5 – Dépendance de l’effet de la masse ajoutée avec le rapport L/H ($m = 50 kg$)

La figure 4.5 (b) montre la valeur critique de masse de la cuve par rapport à la masse de fluide pour assurer la convergence pour le schéma de couplage non corrigé. La combinaison des deux permet de déterminer que la limite de convergence est observée pour une valeur de masse ajoutée m_{add} égale à deux fois la masse de la cuve m quel que soit le rapport L/H considéré. Une valeur de masse de cuve plus importante permettra la convergence, par contre une plus petite mènera à la divergence du calcul (confirmé numériquement).

Ce rapport limite peut être relié au critère de convergence donné par l’équation (4.21). En effet, en remplaçant m_f par m_{add} pour un cas général, c’est explicitement stipuler que la limite est approximativement égale à deux. Même si le critère n’est théoriquement évaluable que pour un réservoir fermé totalement rempli de fluide, pour les cas avec un petit déplacement, la fonction potentielle ψ est toujours proche de la solution particulière donnée par l’équation (4.16).

Ce rapport limite égal à 2 est en quelque sorte la signature du schéma N-W utilisé pour discrétiser l’accélération du réservoir. Cette constatation peut être étendue à d’autres schémas de discrétisation temporelle classiques. Les rapports limites de masse pour deux autres schémas sont comparés

dans le tableau 4.8 avec les valeurs préalablement prédites pour le schéma Newmark-Wilson.

Schéma	\ddot{u}^i	\ddot{u}^{i+1}	Limites pour m_r
Newmark	eq.(4.3)	eq.(4.3)	2
Standard Implicite	$\frac{u^i - u^n}{\Delta t}$	$\frac{u^{i+1} - 2u^n + u^{n-1}}{\Delta t}$	1
Houbolt	$\frac{11u^i - 18u^n + 9u^{n-1} - 2u^{n-2}}{6\Delta t}$	$\frac{2u^{i+1} - 5u^n + 4u^{n-1} - u^{n-2}}{\Delta t}$	$\frac{12}{11}$

TABLE 4.8 – Valeurs limites du rapport de masse pour différents schémas temporels

4.1.3.3 Détermination du lien entre la convergence et le transfert d'énergies entre le fluide et la structure

Les résultats précédents soulignent une forte dépendance entre la convergence et le rapport L/H du domaine fluide.

Cela peut être interprété comme le fait qu'une petite valeur du rapport L/H réagit comme une colonne de fluide, comme le montre la figure 4.6 (b), interagissant fortement avec les parois de la cuve. A contrario, une valeur importante de ce rapport correspond à une géométrie de cuve avec une longue surface libre (4.6 (a)) ce qui permet une diffusion d'énergie le long de celle-ci et par conséquent moins d'interactions avec les parois apparaissent.

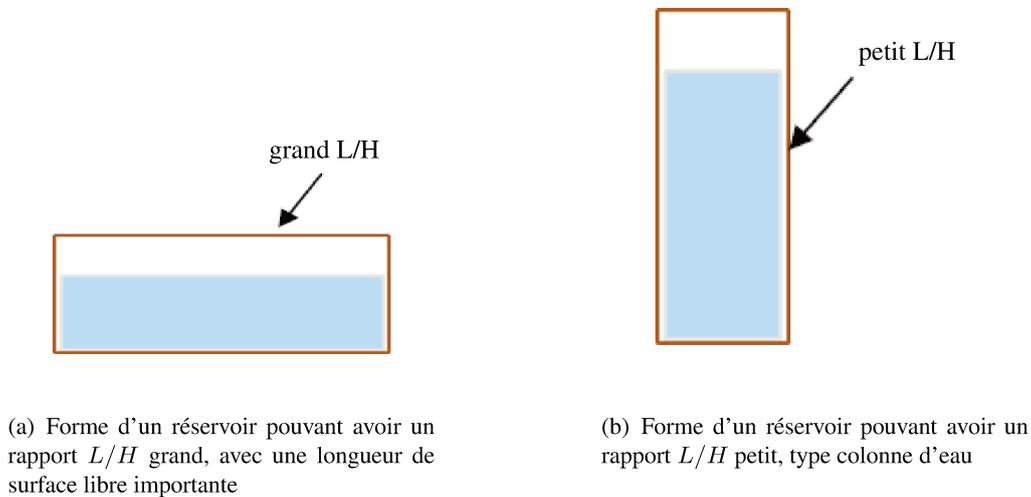
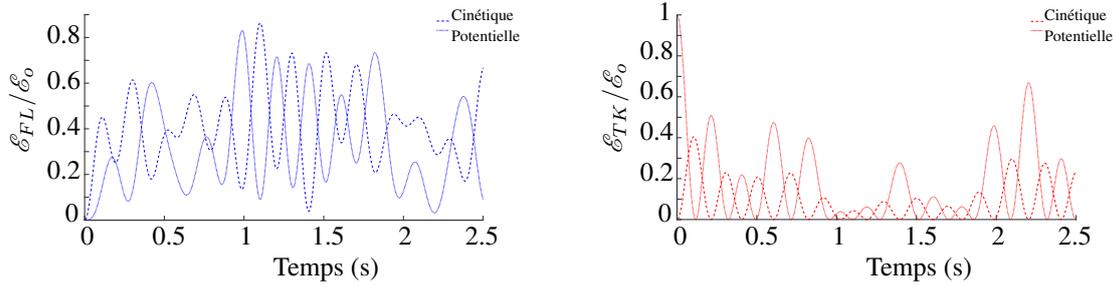


FIGURE 4.6 – Différentes formes de réservoirs associées au rapport L/H

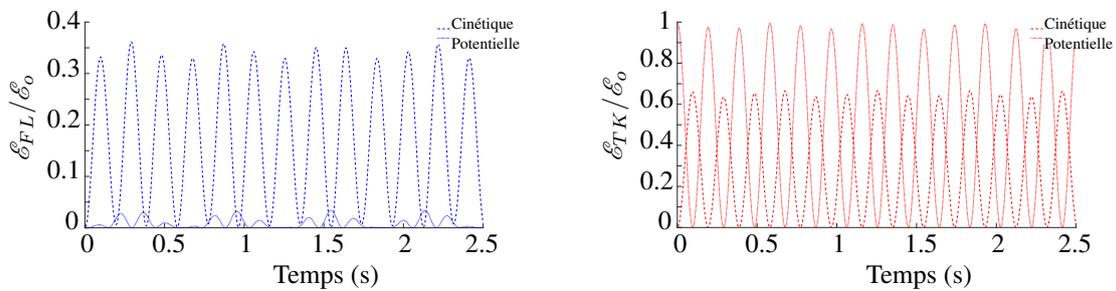
Afin de mettre en évidence cette hypothèse, les énergies de la cuve et du fluide sont tracées en fonction du temps dans les figures 4.7 et 4.8 respectivement pour un rapport $L/H = 2.22$ et $L/H = 0.1$ (forme colonne d'eau fig. 4.6(b)). Les variations des énergies cinétiques et potentielles sont respectivement tracées en ligne pleine et pointillée. De plus, les énergies se rapportant au fluide sont tracées en bleu et celles de la structure en rouge.



(a) Énergie dans le domaine fluide, longue surface libre : $L/H = 2.22$

(b) Énergie dans le domaine structurel, longue surface libre : $L/H = 2.22$

FIGURE 4.7 – Énergies en fonction du temps pour le rapport $L/H = 2.22$



(a) Énergie dans le domaine fluide, forme colonne d'eau : $L/H = 0.1$

(b) Énergie dans le domaine structurel, forme colonne d'eau : $L/H = 0.1$

FIGURE 4.8 – Énergies en fonction du temps pour les rapports $L/H = 2.22$ et $L/H = 0.1$

Sur la figure 4.7(a), le niveau d'échange entre l'énergie cinétique et potentielle du fluide dans le cas d'un réservoir partiellement rempli avec un rapport $L/H = 2.22$ est important. C'est pourquoi comme l'illustre la figure 4.7(b), la structure ne reçoit que peu d'énergie. L'interaction entre le domaine fluide et la structure du réservoir n'est donc pas critique.

Dans le cas d'un rapport $L/H = 0.1$, ce niveau d'échange d'énergie fluide est beaucoup moins élevé (figure 4.8(a)). En effet, la quantité d'énergie potentielle dans le domaine fluide dans ce cas est presque insignifiante par rapport à la quantité d'énergie cinétique. Ce qui implique comme le montre la figure 4.8(b) qu'une grande partie de l'énergie cinétique du fluide est transmise à la structure rendant la convergence du couplage plus difficile.

4.2 Étude du couplage itératif partitionné par une approche VOF et confrontation avec l'approche potentielle instationnaire

Dans cette section, les résultats sur un même cas d'étude résolu avec un méthode de couplage itératif partitionné par une approche VOF - réalisée avec les logiciels commerciaux Star CCM+ pour la partie fluide et Abaqus pour la partie structure - et avec une approche potentielle instationnaire seront analysés et discutés.

La démarche de couplage partitionné itératif présentée dans la section précédente et illustrée dans la figure 4.3 reste inchangée. La figure 4.1 représente le cas d'étude utilisé pour confronter les deux approches.

4.2.1 Couplage partitionné itératif entre les deux logiciels commerciaux Star-CCM+ et Abaqus

4.2.1.1 Mise en données de la partie structure

Les calculs structurels dans le cas de l'approche non linéaire sont réalisés avec le logiciel commercial Abaqus v6.13 qui est compatible avec le logiciel Star-CCM+ v10.02 pour la co-simulation.

Maillage

Le maillage de l'enveloppe du réservoir, présenté dans la figure 4.9, est composé de 34402 nœuds organisés en éléments "S4R" - éléments coque à 4 nœuds - ayant des arêtes mesurant 5 mm. L'épaisseur de la cuve est caractérisée par 5 couches ayant une épaisseur totale de 20 mm. A noter que des éléments type *RigidBody* n'ont pas pu être utilisés car ils ne sont pas pris en compte dans la co-simulation. La définition de deux nœuds supplémentaires a été nécessaire pour créer l'élément ressort de type "SpringA". Le premier nœud, noté N1, est fixé de manière rigide à l'ensemble des nœuds de la cuve d'une part et d'autre part à une des extrémités du ressort. Le second nœud, noté N2, est fixé à la seconde extrémité du ressort et est encastré à une distance de -0.01 m de sa position de repos. A $t = 0$, N2 reste encastré et le nœud N1 se déplace selon l'axe x grâce à la libération d'un [ddl](#).



FIGURE 4.9 – Maillage de la structure en éléments coques "S4R", taille de maille 5 mm

Matériaux

Le matériau choisi est le Plexiglas dont le module de Young est de 2,38 GPa et le coefficient de Poisson est de 0,40. La densité du matériaux est de $\rho_{Plexi} = 1,18 \text{ g/cm}^3$. L'épaisseur des parois de la cuve permettent de la considérer comme rigide.

Résolution numérique

Le logiciel Abaqus est un code d'éléments Finis (MEF) qui permet de caractériser le comportement de différents matériaux soumis à différents chargements. L'analyse dynamique non linéaire générale dans Abaqus se base sur une intégration temporelle implicite pour calculer la dynamique transitoire.

Dans notre cas, la discrétisation temporelle est réalisée avec l'option "TRANSIENT FIDELITY", qui implique un minimum de dissipation d'énergie. Avec cette option, la discrétisation temporelle est basée sur la méthode *Hilber-Hughes-Taylor* (H-H-T) [Hughes *et al.*, 1976] par défaut. Cette dernière est une extension de la méthode Newmark β . Les différents paramètres des termes de l'algorithme d'intégration Hilber-Hughes-Taylor sont présentés dans le tableau 4.9.

Paramètres	TRANSIENT FIDELITY
α	-0.05
β	0.275625
γ	0.55

TABLE 4.9 – Paramètre par défaut de l'intergration Hilber-Hughes-Taylor

Dans le cadre de la co-simulation, seul le terme α est paramétrable. Lorsqu'il est défini comme inférieur à 0, de l'amortissement est inclus dans le schéma de discrétisation temporelle. A contrario, lorsque α est défini à 0, aucune dissipation n'est permise rendant la méthode H-H-T exactement similaire à la méthode d'intégration Newmark β .

L'option "MODERATE DISSIPATION" n'a pas été retenue dans cette étude car, bien qu'elle facilite la convergence, elle entraîne une dissipation d'énergie plus importante.

4.2.1.2 Mise en données de la partie fluide

Maillage

Deux maillages uniformes trimés du domaine fluide sont considérés, dont les caractéristiques sont présentées dans le tableau 4.10.

Maillages	Δx (m)	Nombre de cellules	$\frac{\Delta x_{fluide}}{\Delta x_{Structure}}$
A	0.005	420000	1
B	0.0025	3360000	0.5

TABLE 4.10 – Propriétés des maillages du domaine fluide ($L = 0.5 \text{ m}$, $H = 0.225 \text{ m}$, $b = 0.35 \text{ m}$)

La taille des mailles du maillage A a été choisie de manière à être identique à celles de la structure afin d'assurer la conformité aux frontières. Afin d'étudier la sensibilité du calcul au maillage, les mailles du maillage B ont été choisies deux fois plus petites.

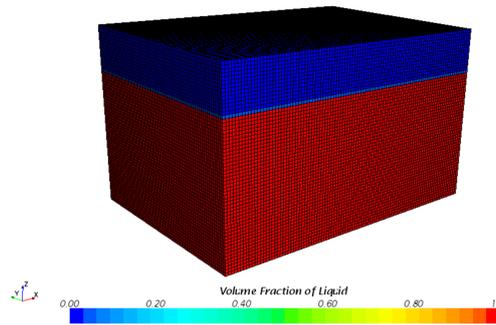


FIGURE 4.10 – Maillage A trimé uniforme, taille des mailles 5 mm

Liquide

Comme dans le chapitre 3, l'écoulement est di-phasique et la détection de la surface libre est réalisée à l'aide de la méthode VOF. La première phase correspond à l'eau ayant une densité constante de $\rho_{eau} = 1000 kg/m^3$ et dont la viscosité est négligée. La seconde phase composée d'air est régie par la loi des gaz parfait.

Discretisation numérique

Le pas de temps est imposé à $1ms$ selon $5ms$ suivant les calculs tandis que la discrétisation temporelle est soit du premier, soit du second ordre [ref, b]. La discrétisation spatiale est quant à elle réalisée au troisième ordre avec un algorithme "Hybrid MUSCL /CD" [ref, b].

4.2.1.3 Mise en place du couplage

Morpher

Lors du couplage, le déplacement est imposé par le logiciel Abaqus. Le logiciel Star-CCM+ reçoit et prend en compte le déplacement et la vitesse de la structure. Cela est réalisé par le modèle "morpher" présent dans Star CCM+. Ce modèle permet de déplacer les limites et les nœuds du maillage ainsi que de déformer le maillage à chaque pas de temps si nécessaire. Lorsque le "Morpher" est activé des conditions aux limites supplémentaires sont appliquées. Dans le cas d'une co-simulation, les nœuds du maillage sont déplacés en fonction du champ de déplacement et du champ de vitesse importés.

Échanges

Le couplage étudié est un couplage partitionné itératif avec un échange de données entre les codes à chaque itération (figure 4.3). Dans ce type de couplage, le logiciel Star-CCM+ transmet au logiciel Abaqus le champs de pression aux limites du domaine fluide tandis que le logiciel Abaqus envoie le déplacement et la vitesse du réservoir au logiciel Star-CCM+. Le critère de convergence du couplage est basé sur le résidu de déplacement de la co-simulation [ref, b] et est fixé à 10^{-4} .

Une fonction créée sous Star-CCM+ permet de continuer les itérations tant que la valeur du critère de convergence n'est pas atteinte. Cependant, le logiciel Star-CCM+ autorise 50 itérations maximum par pas de temps, ne permettant pas toujours d'assurer la convergence.

4.2.2 Cas d'un réservoir partiellement rempli $m_r = 0.78$ et $L/H = 2.22$

4.2.2.1 Présentation du cas d'étude

Les logiciels utilisés permettant uniquement l'étude d'un système 3D pour le couplage FSI, les dimensions de la cuve expérimentale utilisée dans le chapitre 3 seront réutilisées pour confronter les deux approches. Le déplacement imposé est de 1 cm à $t = 0$ s et le rapport L/H est identique entre les deux approches. Les autres paramètres de ce cas d'investigation sont présentés dans le tableau 4.11.

Paramètres	Étude	h(m)	L (m)	b (m)	m (kg)	m_f (kg)	ρ (kg/m ³)	k (N/m)
Approche potentielle	2D	0.225	0.5	-	50	39.375	350	4×10^3
Approche VOF	3D	0.225	0.5	0.35	50	39.375	1000	4×10^3

TABLE 4.11 – Propriétés du cas de comparaison ($u = 0.01m$, $L/H = 2.22$, $m_r = 0.7875$)

b correspond à la largeur interne de la cuve dans le cas du problème 3D. La raideur k du ressort a été choisie afin d'obtenir un phénomène de sloshing sans impact ou sans fragmentation du domaine fluide. Le temps total de simulation est fixé à 2 secondes.

4.2.2.2 Déplacement de la cuve vide

Dans un premier temps, il est nécessaire de valider le fait que le déplacement subi par la cuve vide est le même pour le logiciel linéaire et le logiciel non linéaire. Cette étude est réalisée sur le maillage II (tableau XXX) pour le calcul Matlab et le maillage (figure 4.9) pour le calcul Abaqus. La masse de la cuve vide est de $m = 50kg$ et celle-ci est attachée de manière flexible à un ressort d'une raideur $k = 4 \times 10^3 N/m$. La cuve est déplacée de 1 cm par rapport à sa position initiale puis le système oscille librement.

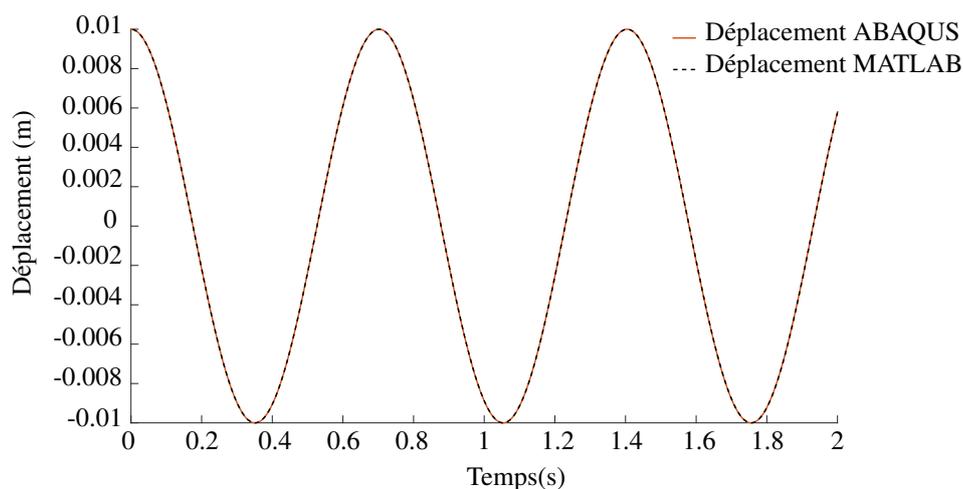


FIGURE 4.11 – Déplacement de la cuve vide avec $m = 50 kg$, $k = 4 \times 10^3 N/m$

Sur la figure 4.11, les courbes de déplacement de la cuve vide sont identiques entre les logiciels Matlab et Abaqus. Dans le cas d'oscillations rectilignes d'une masse soumise à l'action d'un

ressort (les frottements sont négligés), il est facile de déterminer la période d'oscillation grâce à la formule (4.28).

$$T = 2\pi * \sqrt{\frac{k}{m}} = 0.702s \quad (4.28)$$

Où T est la période d'oscillation, k la raideur du ressort et m la masse de la cuve.

La période calculée (eq.4.28) correspond bien à celle observable sur les courbes de la figure 4.11. Les bases de la confrontation des deux modèles sont validées entre elles et avec la formulation analytique (eq. 4.28).

4.2.2.3 Plan d'investigation du couplage FSI itératif partitionné

Dans la suite de cette section, différents calculs sont réalisés pour le cas d'étude décrit dans le tableau 4.11. Afin de pouvoir comparer les résultats du couplage FSI avec les codes Star-CCM+ et Abaqus avec les résultats du couplage FSI avec Matlab, un plan d'expérience est réalisé (tableau4.12).

Calculs	Maillage fluide	Ordre de discrétisation temporelle fluide	Schéma de discrétisation temporelle structure	Pas de temps (s)
M1	II (tab. 4.1)	Premier	N-W (eq.4.3)	0.0025
M2	II (tab. 4.1)	Deuxième	N-W (eq.4.3)	0.0025
M3	II (tab. 4.1)	Troisième	N-W (eq.4.3)	0.0025
V1	A	Second	H-H-T	0.001
V2	B	Second	H-H-T	0.001
V3	B	Second	H-H-T	0.0005
V4	B	Premier	H-H-T	0.001
V5	B	Second	Newmark β	0.001

TABLE 4.12 – Plan d'expérience des calculs FSI ($L/H = 2.22$, $k = 4 \times 10^3 N/m$, $m_r = 0.78$ et $u_0 = 0.01m$)

4.2.2.4 Conservation d'énergie du couplage FSI itératif partitionné

La conservation d'énergie est l'un des critères fondamental de la validation du couplage FSI. Notre étude de sensibilité paramétrique est basée sur la conservation d'énergie du système couplé, réel indicateur de performance du couplage.

La figure 4.12 illustre la conservation d'énergie temporelle du système couplé qui est issue de la somme des variations d'énergies potentielles et cinétiques fluide et structurelle pour l'ensemble des calculs présentés dans le tableau 4.12.

Calculs	M2	M1	V1	V2	V3	V4	V5
Perte d'énergie [%]	-0.5	-1	-5.25	-2.8	-2.55	-7.5	-2.8

TABLE 4.13 – Pourcentage de perte d'énergie totale du système associé à la figure 4.12 à $t = 2s$

Aucune perte d'énergie n'est observée sur le résultats du calcul M3 au bout de 2 secondes de calcul.

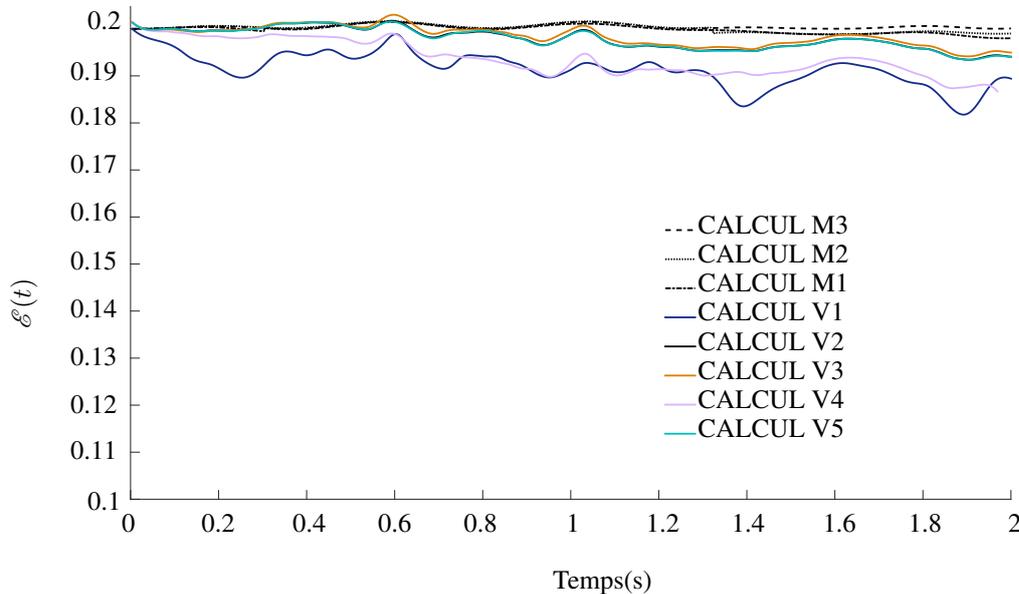


FIGURE 4.12 – Conservation de l'énergie totale du système couplé calculée par les codes Abaqus/Star-CCM+ (lignes pleines) et par l'approche potentielle (lignes pointillées)

Sensibilité du couplage FSI à l'ordre de discrétisation temporelle pour les résultats du couplage réalisés avec l'approche potentielle

La figure 4.12 montre que la conservation temporelle d'énergie est meilleure dans le cas du couplage réalisé avec Matlab (Calcul M1, M2 et M3) quel que soit l'ordre de discrétisation temporelle. Cependant, le résultat du calcul M3 présente la meilleure conservation d'énergie. Les résultats de ce dernier sont donc pris comme référence par la suite pour l'approche potentielle.

Sensibilité du couplage FSI au maillage du domaine fluide pour le couplage par approche VOF

Une étude de sensibilité au maillage du domaine fluide est réalisée sur le cas d'étude présenté dans le tableau 4.11 avec deux maillages différents pour le domaine fluide. Nous comparerons les résultats obtenus Calcul V1 et Calcul V2.

La figure 4.12 illustre le fait que la conservation d'énergie du système est meilleure avec le maillage le plus fin, le maillage B. Ceci est dû au post-traitement de l'énergie potentielle du fluide qui est peu précise avec le maillage A.

Dans le logiciel Star-CCM+, la variation d'énergie potentielle est calculée par une fonction utilisateur. Cette fonction repose sur l'équation (4.29) présentée dans [Morand et Ohayon, 1995], dans laquelle la variation d'énergie potentielle du liquide E_P peut s'exprimer en fonction de l'élévation verticale de la surface libre η .

$$E_P = \frac{1}{2} \int_{\Gamma_f} \rho_f g \eta^2 d\sigma \quad (4.29)$$

Où Γ_f correspond à la surface libre, ρ_f la masse volumique du liquide et g la gravité. La méthode VOF utilisée par le logiciel Star-CCM+ permet de déterminer η , cependant plus le maillage fluide est fin, plus la position de la surface libre est précise. C'est pourquoi, le maillage B est donc

indispensable au calcul de la variation d'énergie potentielle et donc à l'étude de la conservation totale d'énergie du système couplé.

Sensibilité du couplage FSI à la taille du pas de temps dans le couplage Star-CCM+/Abaqus

En comparant dans le tableau 4.13, la perte d'énergie totale à $t = 2s$ entre le calcul V2 et le calcul V3, nous pouvons observer une très légère amélioration de la conservation d'énergie lorsque le pas de temps est diminué. A $t = 2s$, la perte d'énergie issue du calcul 3 est de 2.55% contre 2.8% pour le Calcul V2, cependant le temps de calcul est multiplié par deux. Le pas de temps $t = 0.001s$ est donc conservé pour la suite de l'étude afin de garder des temps de calculs raisonnables.

Sensibilité du couplage FSI à l'ordre de discrétisation temporelle du code fluide Star-CCM+

Les calculs réalisés avec les logiciels Star-CCM+ et Abaqus présentent une perte d'énergie au cours du temps. Comme le montrent les courbes du calcul V2 et du calcul V4 de la figure 4.12, l'ordre de discrétisation temporelle du code fluide influence fortement la conservation d'énergie. Le second ordre de discrétisation temporelle (calcul V2) dans le logiciel Star-CCM+ permet un meilleur maintien de l'énergie totale. Une discrétisation temporelle de troisième ordre améliorerait d'avantage la conservation d'énergie mais n'est pas disponible sous le logiciel Star CCM+.

Sensibilité du couplage FSI au schéma de discrétisation temporelle du code structure Abaqus

La comparaison des pertes d'énergie des calcul V2 et V5 dans le tableau 4.13 met en évidence que le changement du schéma de discrétisation temporelle du code de structure n'influence pas la conservation d'énergie. Cependant, le calcul V5 utilisant le schéma Newmark β et n'impliquant aucun amortissement dans le code structure (d'après [ref, a]) est conservé afin d'être le plus cohérent dans notre comparaison avec les résultats du calcul M3.

4.2.2.5 Comparaison des résultats du couplage FSI par approche VOF avec ceux de l'approche linéaire

La mise en place de ce plan d'investigation a permis de définir des calculs de référence, calcul M3 pour le couplage avec l'approche potentielle instationnaire et le calcul V5 pour le couplage avec l'approche VOF.

La comparaison des résultats issus des calculs de référence est réalisée sur plusieurs quantités, telles que :

- Le déplacement suivant l'axe x enregistré par la cuve partiellement remplie de fluide,
- Les forces globales engendrées par le mouvement du fluide sur les parois latérales selon l'axe x ,
- Les énergies dans le domaine fluide,
- Les énergies dans le domaine structurel,
- La conservation d'énergie totale du système couplé.

Déplacement

La figure 4.13 illustre le déplacement de la cuve partiellement remplie ($H = 0.225m$) calculée lors du calcul V5 et du calcul M3.

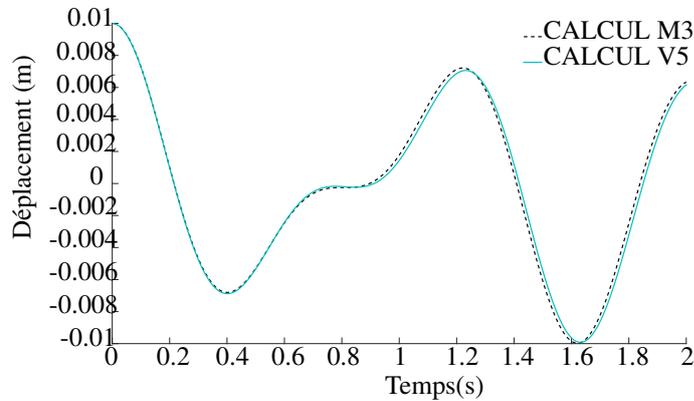


FIGURE 4.13 – Comparaison du déplacement de la cuve partiellement rempli ($H = 0.225m$) résultant des calculs V5 et M3

La figure 4.13 met en évidence une légère différence de déplacement entre le calcul M3 et le calcul V5. Deux hypothèses peuvent ici être émises pour expliquer ce décalage : d'une part, étant donné que le mouvement du fluide est calculé différemment entre la méthode VOF et la méthode potentielle et qu'il influe dans les deux cas sur la structure, il est possible de ne pas obtenir la même réponse du déplacement. En effet, l'approche potentielle instationnaire ne prend pas en compte les non linéarités du sloshing. Il est aussi observable que cette différence temporelle entre les deux courbes de déplacement s'accroît au cours du temps, ressemblant d'avantage à une accumulation d'erreur. Dans ce cas, l'hypothèse d'une influence de la non convergence du calcul peut être émise, créant à certains instants des petites imprécisions qui s'accumulent.

Forces fluide

La figure 4.14 illustre les forces fluide appliquées sur les parois latérales de la cuve partiellement remplie lors du sloshing pour les calculs V5 et M3.

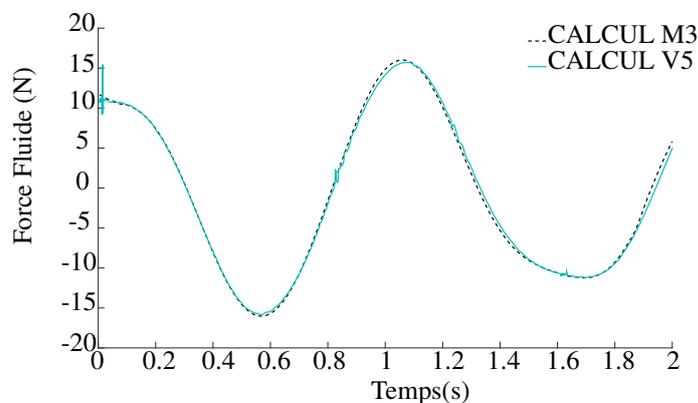


FIGURE 4.14 – Comparaison des forces fluide appliquées le long des parois latérales du réservoir partiellement rempli ($H = 0.225m$) avec l'approche VOF et l'approche potentielle instationnaire

Plusieurs instabilités sont observables sur la force fluide du calcul V5 à $t \approx 0.8s$, $t = 1.2s$ et $t = 1.63s$. Celles-ci peuvent être dues à des difficultés de convergence du couplage confirmant ainsi l'hypothèse de l'influence de la non convergence sur la résolution du calcul faite dans le paragraphe précédent.

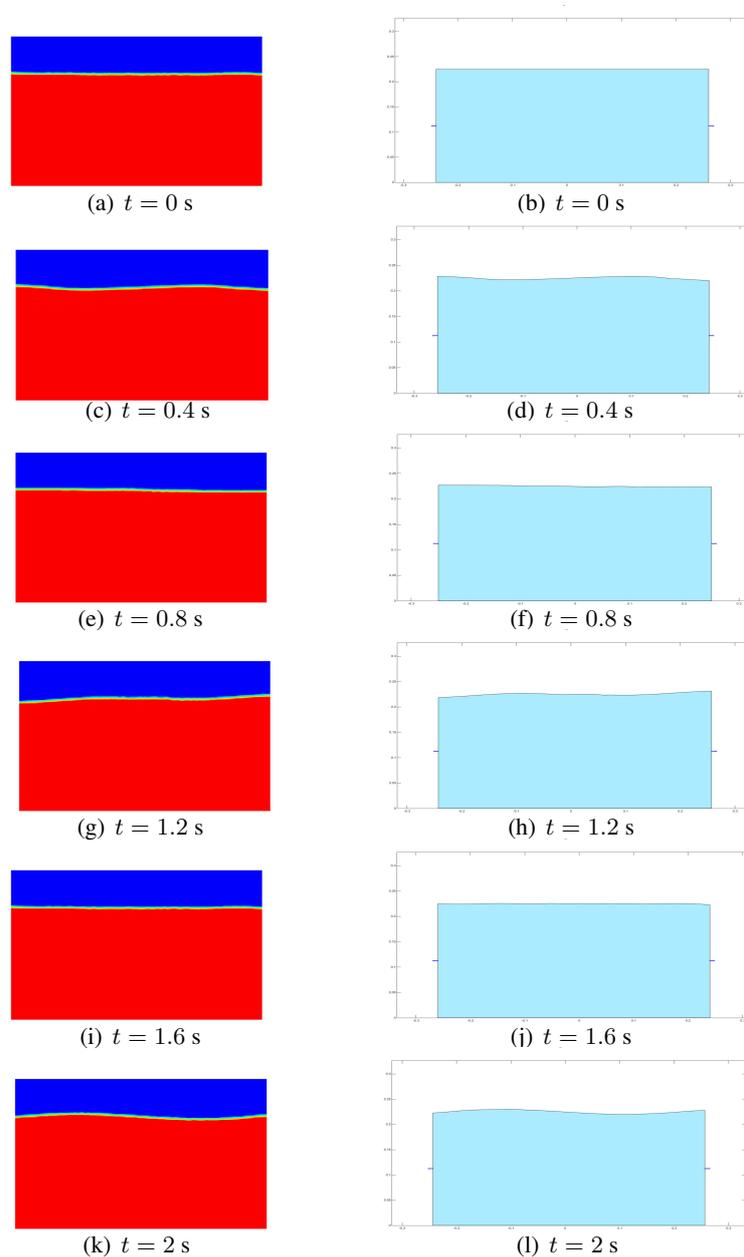


FIGURE 4.15 – Images de la surface libre obtenues avec le logiciel Star-CCM+ (colonne gauche) et avec Matlab (colonne droite)

Visualisation du mouvement du fluide

En plus des comparaisons réalisées sur les forces fluide, la forme de la surface libre à différents instants permet de confronter le mouvement du fluide des deux approches. La figure 4.15 regroupe

des images du domaine fluide prises toutes les 0.2s respectivement à gauche et à droite pour le calcul V5 et le calcul M3.

Malgré une élévation de la surface libre faible, les images issues du calcul V5 et du calcul M3 présentent des formes de surface libre identiques à tout instant observé. Cela n'est pas étonnant au vu de la ressemblance du déplacement de la structure (fig. 4.13) et des forces fluide appliquées aux parois latérale (fig. 4.14) entre les deux approches.

Variations d'énergies dans le domaine fluide

Il est nécessaire de valider la conservation d'énergie du couplage au travers de l'étude des énergies. Dans un premier temps, les énergies présentes dans le domaine fluide seront étudiées. Les figures 4.16 (a) et (b) présentent respectivement les énergies potentielles et cinétiques du fluide issues des calculs V5 et M3.

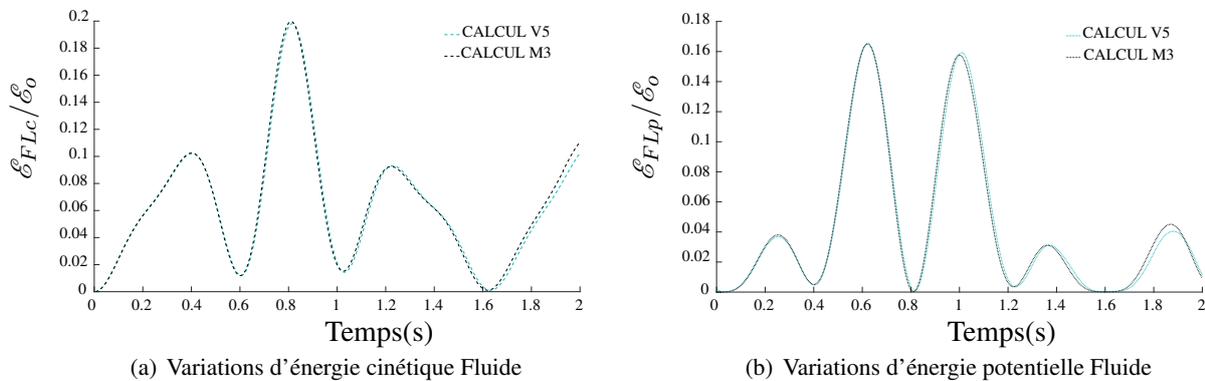


FIGURE 4.16 – Variations des énergies cinétiques et potentielles dans le domaine fluide calculées par le code Star-CCM+ dans le calcul V5 et par l'approche potentielle dans le calcul M3.

Les résultats de variations d'énergies potentielles et cinétiques sont très proches entre les calculs V5 et M3. Néanmoins, comme sur l'étude de la conservation d'énergie, un décalage en fin de calcul entre les deux approches est observable.

Variation d'énergies dans le domaine structurel

Comme pour le domaine fluide, il convient d'analyser les variations d'énergies dans le domaine structurel. Les figures 4.17 (a) et (b) illustrent les énergies potentielles et cinétiques du domaine structurel issues des calculs V5 et M3.

Sur les figures 4.17 (a) et (b), les variations d'énergies cinétique et potentielle du domaine structurel des 2 calculs sont relativement proches en amplitude. Par contre, comme pour les variations d'énergies dans le domaine fluide, un décalage temporel apparaît à partir de $t = 0.8s$.

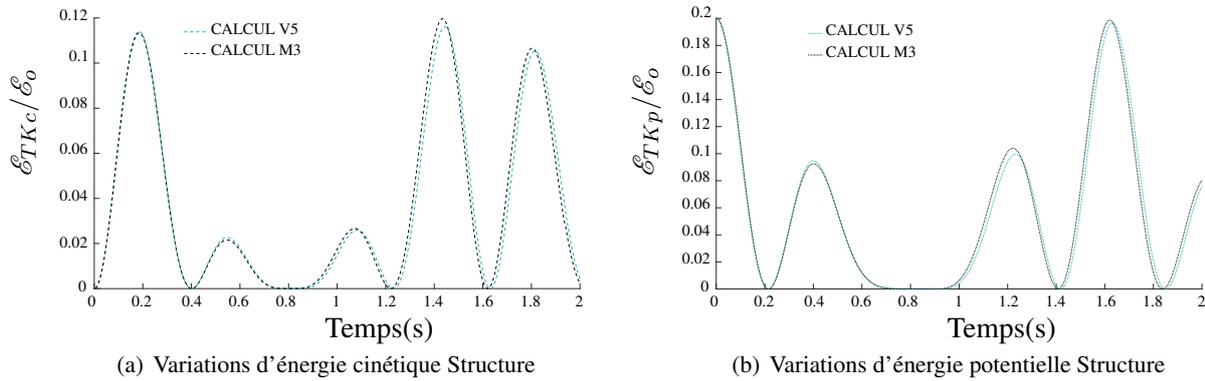


FIGURE 4.17 – Variations des énergies cinétiques et potentielles dans le domaine structurel calculées par le code Abaqus dans le calcul V5 et à partir du logiciel Matlab dans le calcul M3.

Conservation d'énergie du système couplé

Comme il a été mentionné précédemment, la conservation d'énergie est l'un des critères fondamentaux de la validation du couplage FSI. Suite à l'étude paramétrique présentée dans la section 4.2.2.3, les variations d'énergie totale des 2 calculs sont comparés sur la figure 4.18 - calcul M3 (lignes en pointillées) et calcul V5 (lignes pleines).

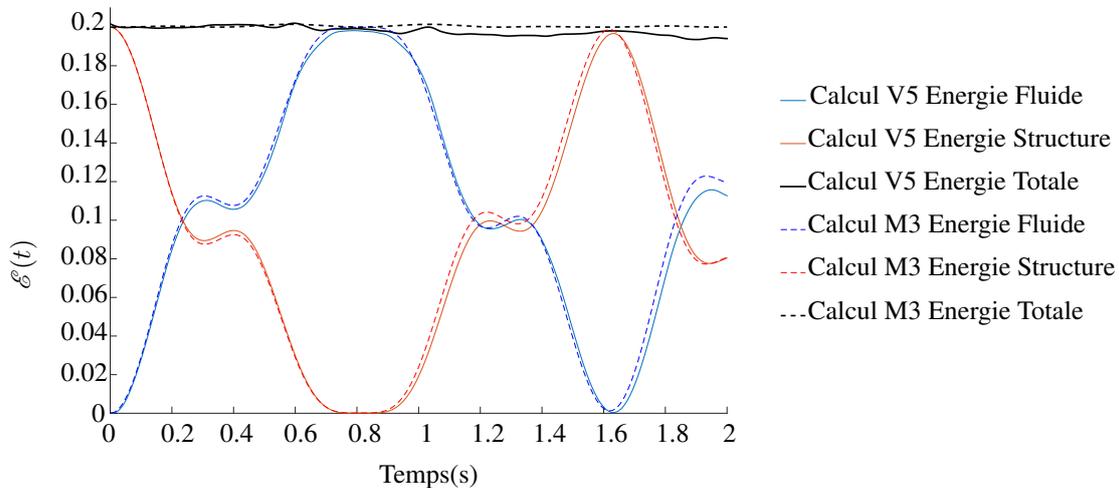


FIGURE 4.18 – Conservations des énergies fluide et structurelle calculées par les codes Star-CCM+/Abaqus dans le calcul V5 et par l'approche potentielle dans le calcul M3

Cette figure met en évidence que la somme des énergies fluide et structure pour le calcul M3 est temporellement constante ($\simeq 0.2$). Par contre, dans le cas du calcul V5, la conservation d'énergie varie significativement au cours du calcul jusqu'à atteindre une perte de 2.8% sur l'énergie totale au bout de 2 secondes de calcul. Cette diminution de l'énergie totale est amorcée aux alentours de $t = 0.8s$ et semble s'accroître au cours du temps. L'écart entre le calcul réalisé sous Matlab et le calcul réalisé sous Star CCM+/Abaqus n'est pas uniquement imputable au code structure ou au code fluide ; en effet, il est observable que cet écart provient alternativement de la variation de

l'énergie du fluide ($t = 0.8s$ et $t = 1.6s$) et de celle de la structure ($t = 1.2s$). Il est intéressant d'étudier la convergence du calcul V5 afin de tenter d'expliquer cette perte d'énergie au cours du temps.

Nombre d'itérations par pas de temps

Le pourcentage de perte d'énergie totale du Calcul V5 peut être imputé à des difficultés de convergence causant la non atteinte du critère de convergence établi et générant des erreurs dans le calcul. Le cas étudié étant un cas non pénalisant ($m_r < 2$), le calcul M3 peut être réalisé avec et sans correction du schéma de couplage par l'effet de la masse ajoutée.

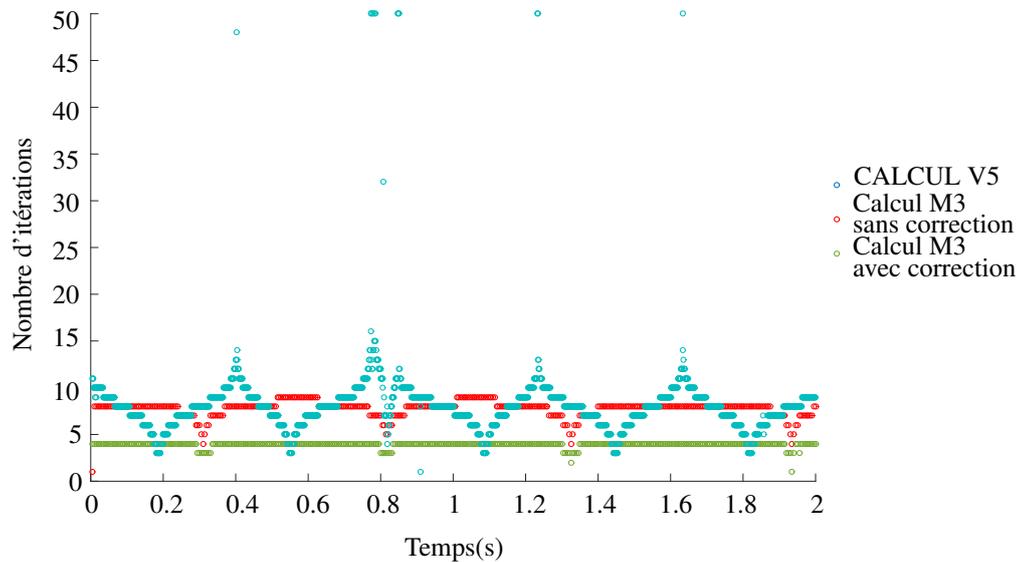


FIGURE 4.19 – Nombre d'itérations réalisé à chaque pas de temps pour le calcul V5 et pour les calculs M3 avec et sans correction du schéma de couplage par l'effet de masse ajoutée ($m = 50 \text{ kg}$, $k = 4 \cdot 10^3 \text{ N/m}$)

La figure 4.19 met à nouveau en évidence l'apport bénéfique de la correction du schéma de couplage par l'effet de masse ajoutée sur le nombre d'itérations pour atteindre la convergence pour le calcul M3. L'utilisation de deux schémas différents de discrétisation temporelle des codes structure -N-W (eq. 4.3) pour le calcul M3 et schéma Newmark β pour le calcul M5 - peut expliquer la différence de signature visible sur cette figure.

En s'attardant sur le nombre d'itérations du calcul V5, il est observable que le nombre maximum d'itérations autorisé par le couplage Star-CCM+/Abaqus est atteint plusieurs fois impliquant que les résidus sur le déplacement sont au delà du critère de convergence établi au début de cette étude.

4.2.2.6 Étude des difficultés de convergence sur le couplage FSI par l'approche VOF

Le critère de convergence, correspondant au résidu sur le déplacement de la structure, a été fixé à 1×10^{-4} . Le nombre d'itérations par pas de temps dépend de l'atteinte plus ou moins rapide de cette valeur sachant qu'il est limité à 50 dans le cadre de l'approche VOF.

La figure 4.20 illustre plusieurs données en fonction des difficultés de convergence du couplage. Elles sont ordonnées du haut vers le bas telles que :

- la première image correspond au nombre d'itérations par pas de temps,
- la deuxième correspond au déplacement de la structure,
- la troisième illustre les forces fluides appliquées aux parois latérales,
- enfin, la dernière représente la valeur du résidu atteint à chaque pas de temps.

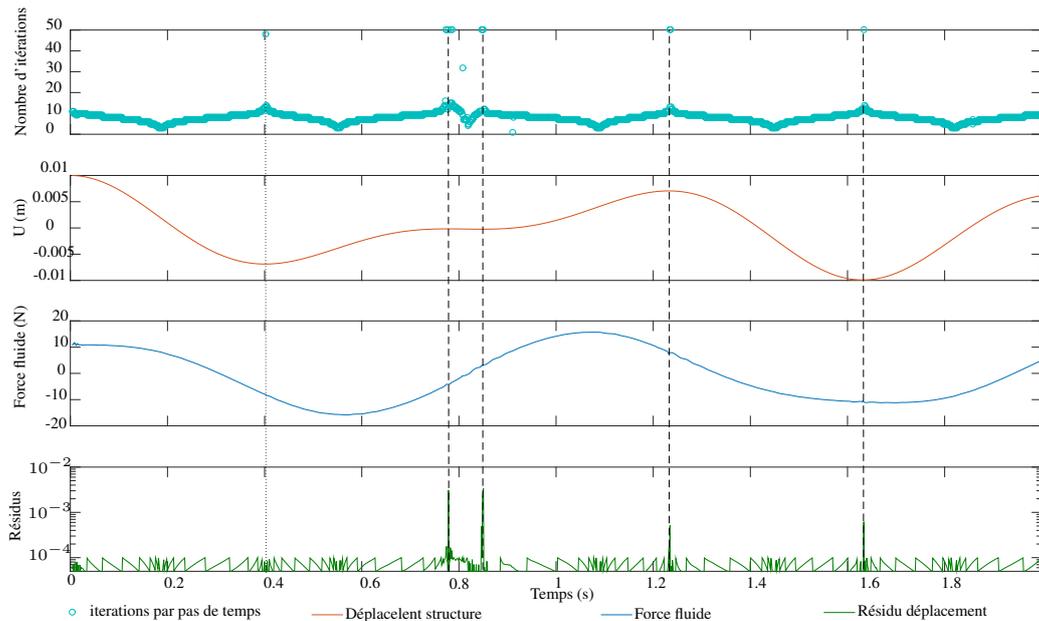


FIGURE 4.20 – Nombre d'itérations par pas de temps, déplacement de la structure, forces fluide appliquées aux parois latérales et résidu de co-simulation sur le déplacement de la structure en fonction du temps pour le Calcul 5 ($m = 50 \text{ kg}$, $k = 4 \cdot 10^3 \text{ N/m}$)

Cette figure permet d'observer grâce aux lignes verticales tracées en tirets (- -), les instants où le calcul rencontre des difficultés à converger. A ces instants, le nombre maximum d'itérations autorisé est atteint et la valeur du résidu de déplacement est supérieur à 1×10^{-4} . Ce phénomène peut être observé à $t = 0.78\text{s}$, $t = 0.85\text{s}$, $t = 1.23\text{s}$ et $t = 1.63\text{s}$ où les résidus varient entre 5×10^{-4} et 3×10^{-3} .

La ligne verticale en pointillés (..) illustre le cas où le calcul a itéré un nombre de fois important (proche de la limite du nombre d'itérations autorisé) mais converge bien à la valeur seuil imposée par le critère de convergence.

La figure 4.20 permet également d'étudier les difficultés de convergence en fonction des quantités physiques issues du calcul. En comparant avec la courbe de déplacement de la structure - courbe rouge - les difficultés de convergence correspondent à chaque fois à un point d'inflexion. De la même manière, en comparant avec les forces fluide contre les parois latérales de la cuve - courbe bleue - les difficultés de convergence sont visibles aux travers d'instabilités à ces instants précis.

Afin de relier les difficultés de convergence aux phénomènes physiques, la figure 4.21 illustre dans cet ordre :

- l'énergie totale du système couplé au cours du temps,
- les énergies de la structure en fonction du temps,
- les énergies du fluide en fonction du temps,

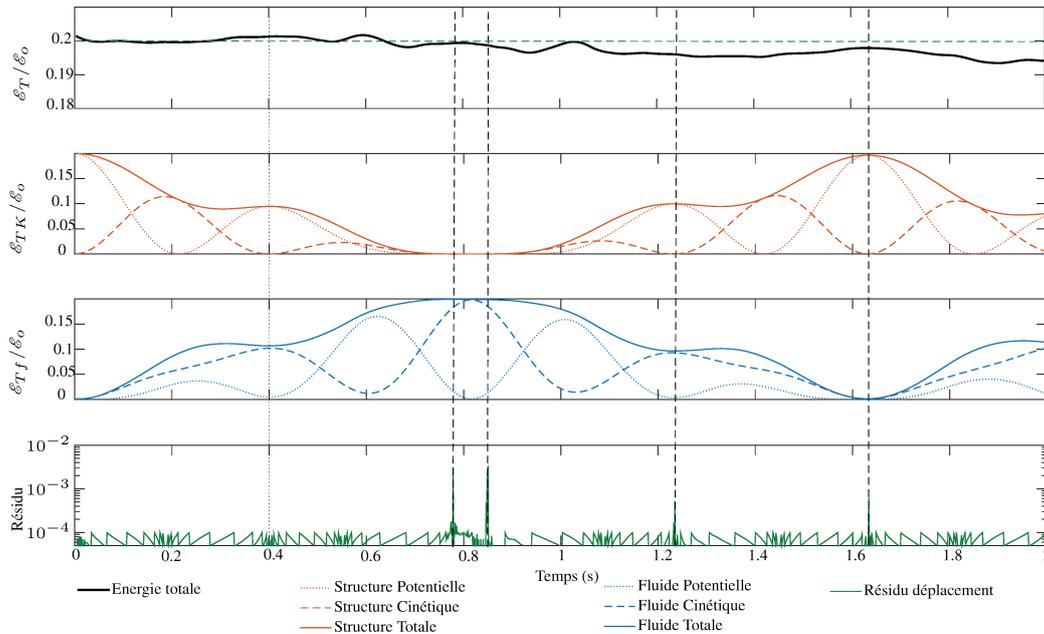


FIGURE 4.21 – Conservation d'énergie du système couplé, variation des énergies de la structure et du fluide et résidu de co-simulation sur le déplacement de la structure en fonction du temps pour le Calcul 5 ($m = 50 \text{ kg}$, $k = 4 \cdot 10^3 \text{ N/m}$)

Le premier graphique de la figure 4.21 permet d'observer la variation de l'énergie totale du système couplé comparée à sa constante temporelle théorique. Une perte d'énergie totale apparaît au cours du temps à partir du premier instant de non atteinte du critère de convergence. En effet, la somme des énergies du système n'oscille plus autour de la valeur 0.2 et la perte d'énergie s'accumule en fonction du temps.

Le deuxième graphique permet de mettre en évidence que les difficultés de convergence sont rencontrées à chaque fois que l'énergie cinétique structurelle est nulle.

Le troisième graphique, correspondant aux énergies présentes dans le domaine fluide montre que lorsque l'énergie cinétique de fluide est basse alors le couplage peine à converger. Le minimum d'énergie potentielle est accompagné par un maximum d'énergie cinétique - lorsque l'énergie cinétique du domaine fluide est non nulle - comme à $t = 0.4s$, $t = 0.8s$ et $t = 1.2s$.

Enfin, le dernier graphique permet d'expliquer la perte d'énergie au cours du temps par l'accumulation d'une erreur due à la non atteinte du critère de convergence à certains pas de temps. Dans le cas où le nombre d'itérations autorisé par le couplage était supérieur à 50, le calcul finirait certainement par converger au vu de la proche valeur des résidus par rapport au critère de convergence aux instants critiques.

Ce premier cas d'étude permet de mettre en évidence les difficultés de convergence rencontrées par le couplage Star-CCM+/Abaqus ainsi que leur influence sur les grandeurs physiques (forces, déplacement, variations d'énergie). Dans le but de compléter cette étude, un autre cas de réservoir partiellement rempli de fluide et attaché de manière flexible sera étudié.

4.2.3 Conservation d'énergie et analyse de la convergence pour des cas de réservoir partiellement rempli de fluide avec des rapports de masse différents

Comme vu dans la section 4.1.3.2, le calcul aura plus ou moins de mal à converger selon la valeur du rapport L/H ou bien selon celle du rapport de masse m_r . Afin de vérifier cette hypothèse, un cas d'étude supplémentaire a été réalisé. La dimension du réservoir, la raideur de la fixation, masse de fluide et la hauteur de remplissage restent inchangés par rapport aux données présentées dans le tableau 4.12. Afin de modifier le rapport de masse m_r , seul le paramètre de masse du réservoir varie.

4.2.3.1 Cas $m_r = 1.5$ et $H = 0.225m$

En étudiant un cas de sloshing avec un rapport de masse $m_r = 1.5$ proche du cas pénalisant pour le couplage partitionné itératif ($m_r = 2$), il est intéressant de visualiser et analyser le comportement de la convergence du couplage Star-CCM+/Abaqus ainsi que de le comparer au cas vu dans la section précédente. Dans le cas $m_r = 1.5$, la masse du réservoir est de $26.25kg$.

Conservation d'énergie et comparaison avec les résultats Matlab

Comme il a déjà été précisé, la conservation d'énergie du système couplé est un indicateur de performance du couplage. Les paramètres numériques choisis pour cette étude sont les mêmes que précédemment - le couplage avec approche VOF est basé sur les propriétés du calcul V5 et le couplage linéaire basé sur les propriétés du calcul M3 (tableau 4.12).

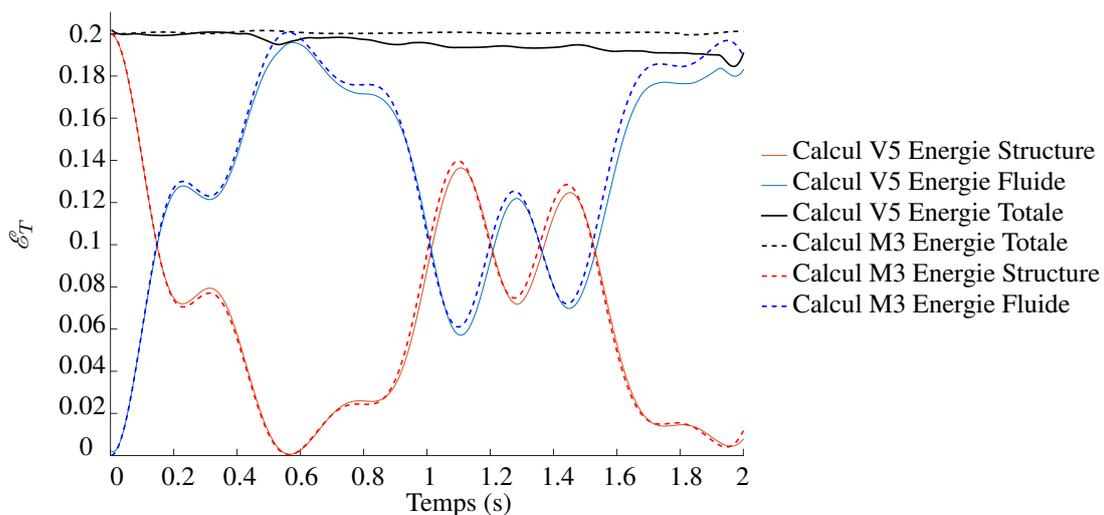


FIGURE 4.22 – Conservations des énergies fluide et structurale calculées par les codes Abaqus/Star-CCM+ et par l'approche Matlab ($m_r = 1.5$)

La figure 4.22 montre que le couplage Matlab conserve mieux l'énergie au cours du temps que le couplage Star-CCM+/Abaqus. Cette constatation était déjà visible dans le cas d'étude $m_r = 0.78$ sur la figure 4.12. Cependant, la perte d'énergie totale au bout de 2 secondes de calcul est plus importante atteignant 5.45% de l'énergie de initiale.

Étude de la convergence

Les figures 4.23 et 4.24 illustrent les difficultés de convergence au travers du nombre d'itération par pas de temps et des résidus de déplacement atteint en comparaison avec le déplacement de la structure, les forces fluides et les différentes énergies du système.

Comme dans la section 4.2.2.6, lorsque le nombre d'itérations maximum est atteint, la valeur du critère de convergence n'est pas validée. De plus, la valeur des résidus à certains instants (figure 4.23 en bas) est de l'ordre 10^{-2} contrairement au cas $m_r = 0.78$ où ils restaient de l'ordre 10^{-3} .

Cela implique que pour atteindre la convergence, le nombre d'itérations doit d'une part, être supérieur à 50, et d'autre part, nécessairement être supérieur au nombre d'itérations du cas $m_r = 0.78$. Une fois encore, les difficultés de convergence sont présentes lorsque le déplacement de la cuve change de sens et visibles sur la courbe de forces fluide au travers de petites instabilités.

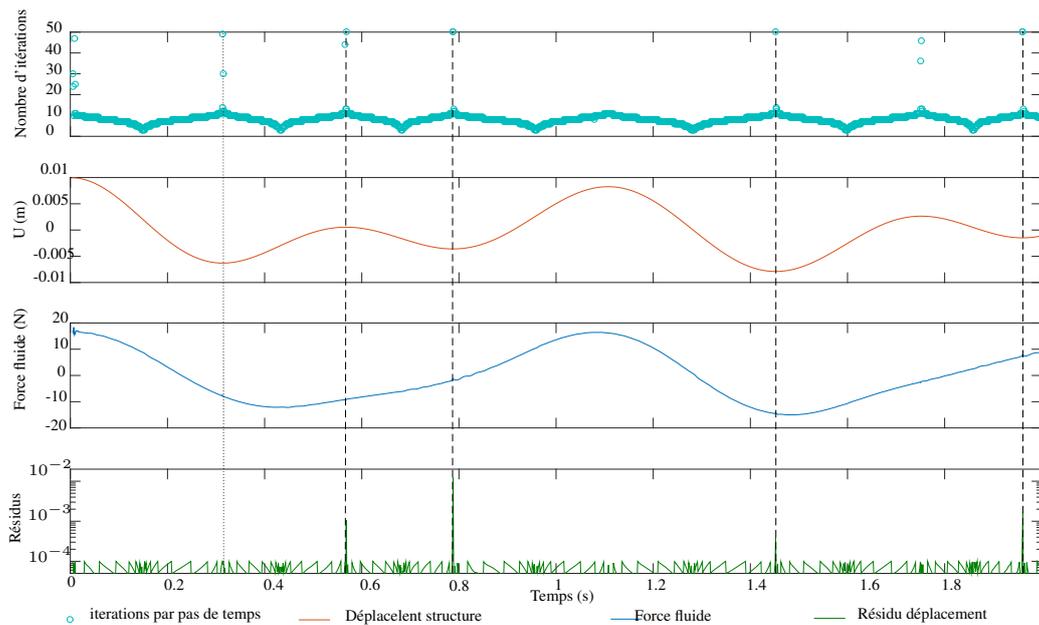


FIGURE 4.23 – Nombre d'itérations par pas de temps, déplacement de la structure, forces fluide appliquées aux parois latérales et résidu de co-simulation sur le déplacement de la structure en fonction du temps pour le couplage Star-CCM+/Abaqus ($m_r = 1.5$)

La figure 4.24 permet de mettre en évidence la perte d'énergie au cours de temps en fonction des difficultés de convergence. Il est facilement observable que la conservation d'énergie reste relativement constante jusqu'aux premières difficultés de convergence. Lorsque le critère de convergence n'est pas atteint, l'énergie totale n'oscille plus autour de 0.2 mais chute au cours de temps, atteignant une perte de 5.45% au bout de 2 secondes de calcul.

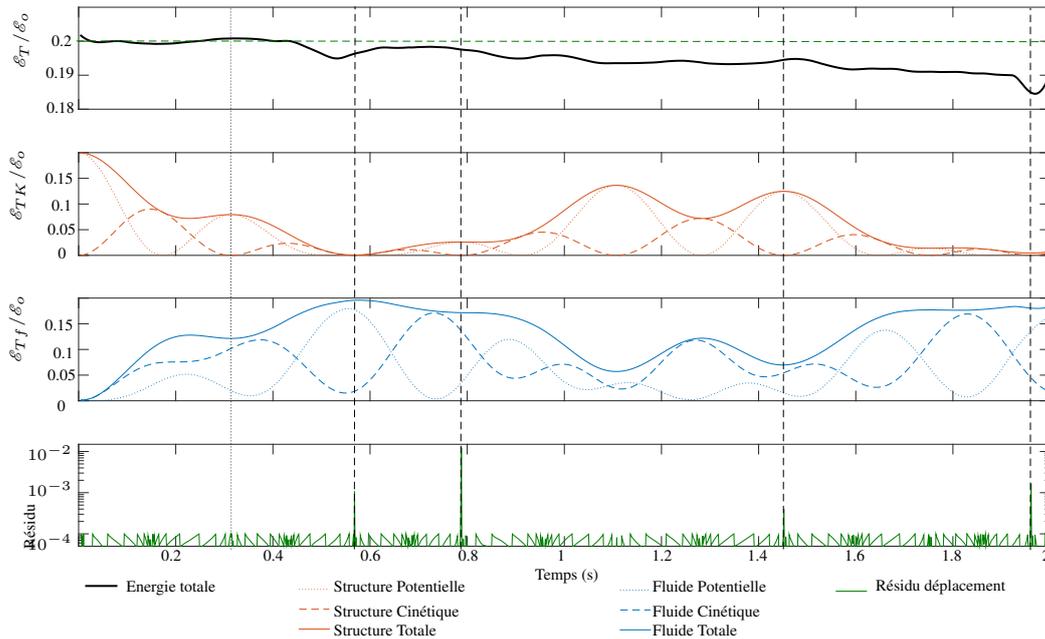


FIGURE 4.24 – Conservation d'énergie du système couplé, variation des énergies de la structure et du fluide et résidu de co-simulation sur le déplacement de la structure en fonction du temps couplage Star-CCM+/Abaqus ($m_r = 1.5$)

4.2.3.2 Détermination du rapport de masse critique dans le couplage Star-CCM+/Abaqus

Dans le cas du couplage par approche potentielle, le rapport de masse critique m_r qui entraîne la divergence du calcul (4.1.3.2) avait été déterminé $m_r = 2$. Ce rapport correspond à la signature du schéma N-W, utilisé pour discrétiser l'accélération du réservoir. Afin de connaître la valeur critique du rapport de masse dans le cas du couplage Star-CCM+/Abaqus, une investigation pour différentes valeurs de m_r a été menée - en faisant varier uniquement le poids du réservoir.

m_r	0.78	1.5	2.3	2.4	2.5
Nombre d'itérations maximal atteint	50	50	50	-	-
Résidu déplacement maximal	0.001	0.013	0.001	-	-

TABLE 4.14 – Rapport de masse critique entraînant la divergence des calculs issus du couplage par approche VOF

Dans le tableau 4.14, le rapport de masse critique m_r à partir duquel le couplage Star-CCM+/Abaqus ne converge plus est de 2.4. C'est à dire que lorsque le poids du fluide est 2.4 fois supérieur au poids de la structure, alors le couplage itératif partitionné Star-CCM+/Abaqus n'est plus exploitable. Ce rapport de masse critique de 2.4 qui entraîne la divergence du calcul est la signature du schéma Newmark β .

Néanmoins, les difficultés de convergence sur les rapports de masse plus faible sont tout de même visible par l'atteinte du nombre d'itérations maximal autorisé et le résidu de déplacement supérieur à 10^{-4} .

4.3 Bilan

La première partie de ce chapitre a permis l'étude d'un couplage partitionné itératif faible avec une approche potentielle instationnaire pour la physique fluide au travers de l'outil Matlab. Les limites d'un tel couplage dans le cas d'étude d'un réservoir partiellement rempli de fluide et attaché de manière flexible en fonction du rapport de masse ont été mises en évidence. Il a été mis en évidence que lorsque ce rapport de masse m_r est supérieur à 2, la convergence du calcul n'est plus assurée. La correction du schéma de couplage par l'effet de masse ajoutée présenté dans [Song *et al.*, 2013] permet l'étude du système couplé quel que soit le rapport de masse en jeu et améliore de manière significative la convergence en réduisant également fortement le temps de calcul.

La seconde partie développe l'étude du même couplage itératif partitionné entre deux codes commerciaux non linéaire - Star-CCM+ pour la physique fluide et Abaqus pour la physique solide. Les résultats montrent que ce couplage n'est pas conservatif en énergie et qu'une discrétisation temporelle de troisième ordre dans le code fluide serait nécessaire et bénéfique. En outre, les limitations imposées par le code Star-CCM+ limitant le nombre d'échange par pas de temps à 50 ne permet pas toujours d'atteindre le critère de convergence souhaité. Cette limitation explique la perte d'énergie du système au cours du temps par une accumulation d'erreurs sur les grandeurs physiques étudiées.

L'analyse de l'influence du rapport de masse m_r a montré que plus il était proche du rapport de masse critique $m_r = 2.4$, plus la perte d'énergie au cours du temps est importante. Au delà de ce rapport critique, le couplage partitionné Star-CCM+/Abaqus diverge, ne permettant pas d'étudier des cas de ballottement de fluide dans des réservoirs automobiles où le rapport m_r est généralement supérieure à 5.

En introduisant l'effet de la masse ajoutée dans le couplage Star-CCM+/Abaqus de manière identique à ce qui a été réalisé avec le couplage Matlab, il serait alors possible de résoudre ces difficultés de convergence en restant en dessous du seuil maximum d'itérations autorisé par le logiciel Star-CCM+, et ainsi de permettre une meilleure conservation d'énergie dans les cas non pénalisant ($m_r < 2.4$). D'une manière plus générale, cette correction permettrait de valider le couplage itératif partitionné effectué avec deux codes commerciaux, en garantissant la convergence de n'importe quel cas de ballottement dans un réservoir attaché de manière flexible à son environnement.

L'intégration du schéma de correction par l'effet de masse ajoutée dans le couplage Star-CCM+/Abaqus permettrait d'envisager des cas d'étude correspondant à des rapport de masse existant dans des réservoirs à géométries complexes tout en représentant la physique de sloshing violent en prenant en compte leurs déformations.

Conclusions générales et perspectives

“And she tried to fancy what the flame of a candle is like after the candle is blown out, for she could not remember ever having seen such a thing.”

Lewis Carroll, *Alice in Wonderland*

Les effets du sloshing dans les réservoirs sont considérés comme ayant une influence cruciale sur la dynamique des véhicules dans les secteurs du spatial, de l’aéronautique ou encore des transports. Dans le secteur naval, ce phénomène entraîne même la rupture des cuves de méthanier pouvant avoir des conséquences catastrophiques sur l’environnement. Cette thèse a été réalisée en collaboration avec l’entreprise Plastic Omnium, fabricant de réservoirs à carburant en plastique, et s’articule autour de la problématique de l’acoustique des réservoirs à carburant. L’apparition des voitures hybrides, l’émergence de systèmes tels que le système Start & Stop ou bien encore l’isolation acoustique des voitures et notamment de leur moteurs fait émerger les bruits parasites tel que celui du sloshing dans les réservoirs à carburant. Il est donc nécessaire d’améliorer la qualité vibro-acoustique de leurs produits. Le bruit de ballonnement est généré autant par le mouvement du fluide que par les caractéristiques du réservoir et du véhicule. Il est donc essentiel de valider notre méthode numérique [CFD](#) traitant les écoulements de fluide dans un réservoir rigide et également d’introduire l’analyse de l’interaction fluide structure pour prédire le bruit plus précisément. Les vibrations de la structure induite par le sloshing pourront ainsi être évaluées. L’optimisation numérique des calculs [FSI](#) est également traité.

Ces indications permettent de tracer les deux grands axes de cette thèse :

- L’étude du sloshing dans un réservoir rigide.
- L’intégration de la [FSI](#) dans le problème de sloshing.

Cas réservoir rigide : Pendant des années, les modèles analytiques simplifiés étaient le seul moyen de prédire la dynamique du sloshing dans les réservoirs rigides. Cependant, la nécessité d’assurer la prédictibilité du phénomène dans des thématiques industrielles, accompagnée de l’essor des moyens calculatoires a permis le développement de nouveaux outils plus précis tenant compte des non linéarités que présente le sloshing. Pour les cas d’étude dans lesquels les approximations faites par les solutions analytiques ne sont pas raisonnables, deux possibilités existent afin de décrire plus précisément le phénomène de ballonnement dans un réservoir rigide : l’approche expérimentale – très coûteuse et complexe à mettre en œuvre - et l’approche numérique, utilisant la technique [CFD](#), qui permet d’obtenir des solutions relativement précises. Dans le premier chapitre, un état de l’art a été réalisé afin de présenter les différentes études menées sur le phénomène du sloshing dans un réservoir rigide – approches analytique, numérique et expérimentale. Le

deuxième chapitre se focalise sur l'étude du sloshing dans un réservoir rectangulaire partiellement rempli de fluide et soumis à un régime harmonique forcé. Ces travaux ont permis de mettre en évidence l'utilité des codes linéaires (semi-analytique) pour la validation des codes non linéaires ainsi que leurs limites d'utilisation. La définition d'un paramètre de linéarité κ a été proposé et validé afin de déterminer, avant le lancement de calcul, la nécessité ou non de l'utilisation d'un code non linéaire. Lorsque la valeur de ce paramètre est très inférieur à 1, le terme non linéaire de l'équation d'Euler peut alors être négligé. Dans le cas contraire, la théorie linéaire n'est plus suffisante pour décrire le phénomène de sloshing et l'utilisation d'un code non linéaire devient nécessaire. La suite des travaux s'est focalisée sur la thématique industrielle avec l'étude du sloshing lorsque le réservoir est soumis à un freinage automobile. Dans ce cas, l'approche semi-analytique ne s'avère pas pertinente comme moyen de comparaison avec les résultats CFD. Afin de valider ces derniers, l'approche expérimentale demeure l'approche la plus fiable pour décrire le mouvement du fluide dans un réservoir et la plus efficace pour déterminer les charges engendrées par le sloshing.

La troisième partie de cette étude présente la réalisation d'essais expérimentaux qui ont permis, à la fois de caractériser les phénomènes physiques ayant lieu lors d'un freinage ainsi que de constituer une base de données expérimentale consistante afin de valider l'approche numérique CFD. Le dispositif expérimental a permis de mesurer les forces fluides globales - dont la connaissance est essentielle pour estimer les efforts sur les attaches d'un réservoir - ainsi que les fréquences d'oscillation de ces forces, qui serviront à dimensionner le système en s'éloignant des fréquences principales de ballonnement pour divers niveaux de remplissage. Les pressions d'impact ont été mesurées de manière locale avec deux systèmes d'acquisition. L'analyse de ces pressions montre que certains paramètres permettent de caractériser précisément le phénomène, comme d'une part, le profil temporel de pression, l'amplitude du pic d'impact maximal et le temps de montée qui permettent de décrire précisément l'impact et d'autre part, les champs de vitesse qui permettent de comprendre plus en détail le comportement du fluide lors du freinage - en particulier grâce à la méthode d'extraction des pressions par résolution de l'équation de Poisson. Cette dernière présente un fort potentiel expérimental à condition d'avoir un matériel adapté au phénomène observé ainsi que d'apporter un soin particulier aux paramètres telles que les conditions aux limites à appliquer aux bords du domaine. Deux types d'impacts fréquemment rencontrés dans les réservoirs à carburant lors d'un freinage automobile ont été étudiés.

Le premier, nommé "CLONCK", est un impact hydrodynamique engendrant l'enfermement d'une poche d'air conséquente. Il se produit lorsque le niveau de remplissage est faible (environ 25 % de H) et pour un freinage de l'ordre de $-0,2m/s^2$ avec un amortissement important. Dans ce cas les forces globales engendrées par le mouvement de fluide n'excèdent pas $50N$ et la fréquence de ballonnement après impact est de l'ordre de $0.84Hz$. Deux types de profil de pression peuvent être distingués dans ce cas : le premier profil met en évidence la localisation d'impact du front de la vague traversante sur la paroi tandis que le second ne montre que le phénomène d'oscillation dû à la compression de la poche d'air. Lors des essais, les pics de pression enregistrés pour les impacts du front de vague se situent aux alentours de $160mBar$ avec un temps de montée très court, de l'ordre de $10^{-4}s$. Dans ce cas, l'utilisation des cartes à mémoire de crêtes a permis de déterminer la valeur de pression avec précision. Concernant l'analyse de la compression de la poche d'air, les résultats expérimentaux montrent que les oscillations ont une fréquence de l'ordre $155Hz$. Ces fréquences ont été comparées avec des lois empiriques avec une bonne concordance. L'utilisation de la méthode PIV a permis en plus de déterminer le champ de vitesse de l'écoulement avec une bonne résolution spatiale lors du freinage. Les vitesses mesurées dans le cas d'un impact de type CLONCK n'excèdent pas $1.3m/s$ et les essais mettent en évidence un écoulement globalement irrotationnel avec une très légère turbulence à la surface libre et en proche paroi. Cette méthode de

détermination de la pression à partir des mesures PIV pâtit du manque de résolution temporelle mais permet d'obtenir une première approximation du champ de pression dans le fluide.

Le second impact étudié, nommé "**HIT**", apparaît sur la paroi supérieure de la cuve. La génération d'un impact de ce type est fréquemment rencontrée lors d'une décélération d'environ $-0,35m/s^2$ et lorsque le réservoir est fortement rempli (75% de H). Bien que les deux types d'impacts (CLONCK et HIT) soient différents, les techniques mises en place pour les étudier sont identiques. L'impact HIT est réalisé lors d'un freinage de l'ordre de $0.4g$ à un niveau de remplissage de 75% de la hauteur de la cuve et se caractérise par un impact direct de la surface libre contre la paroi de la cuve. Les forces globales maximales engendrées par le mouvement de fluide sont de l'ordre $175N$, bien supérieures à celle enregistrées lors d'un cas CLONCK car la masse de fluide est beaucoup plus importante et la fréquence de ballonnement après impact est de l'ordre de $1.16Hz$. Les profils de pression ne présentent pas d'oscillation car dans ce cas, il n'y a pas d'emprisonnement d'air au niveau des capteurs. Les pics de pression enregistrés au plus proches de l'impact sont de l'ordre de $40mBar$ pour le premier impact (HITFRONT) et de $30mBar$ pour le second impact (HITBACK). Le temps de montée de ces pics est de l'ordre de $0.2 \times 10^{-3}s$ validant le dimensionnement des cartes d'acquisition échantillonnant à $20kHz$. Comme dans le cas CLONCK, la méthode PIV a permis de déterminer le champ de vitesse de l'écoulement qui dans ce cas n'excède pas $0.7m/s$. L'écoulement est globalement irrotationnel avec une très légère turbulence à la surface libre pour le premier impact. Il est à noter que l'écoulement devient plus turbulent une fois que le premier impact a eu lieu. Cette méthode de mesure permet également d'observer des zones de fluide très peu mobiles malgré le freinage. La méthode de détermination de la pression à partir des mesures PIV pâtit également dans ce cas du manque de résolution temporelle, mais aussi du manque de particules au niveau de la surface libre.

La simulation numérique d'un écoulement fluide est considérée aujourd'hui comme une alternative raisonnable à l'expérience scientifique. Le chapitre 3 a été complété par une comparaison entre expérimental et numérique qui a été réalisée avec le logiciel CFD commercial Star-CCM V10.02 sur les quantités observées expérimentalement. Ces travaux ont montré les difficultés de modéliser les pressions d'impact CLONCK dus à l'enferment de bulles d'air et de sa compression. D'une manière générale, les résultats obtenus permettent de valider l'approche numérique envisagée pour l'étude du sloshing dans un réservoir partiellement rempli et soumis à un freinage automobile. Cependant, une étude numérique et expérimentale focalisée uniquement sur l'enferment de poche d'air pourrait être envisagée. Les différences numérique/expérience observées sur les différentes données proviennent certainement de la mesure expérimentale de l'accélération de la cuve qui est peu précise et très bruitée. L'acquisition d'un nouveau banc d'essai instrumenté et contrôlé en déplacement et en vitesse permettra de lever cette hypothèse.

Cas d'un réservoir flexible : Ces travaux sont motivés par la nécessité d'une analyse FSI fiable afin de prédire les vibrations causées par le ballonnement impact, étant cruciales pour l'estimation de bruit en phase de conception. Afin de satisfaire l'objectif, les travaux présentés dans le dernier chapitre comprennent les points suivants :

- Création d'un couplage faible partitionné itératif entre la structure du réservoir et le fluide qu'il contient
- Mise en évidence des limites d'un tel couplage en fonction du rapport de masse m_r
- Correction du couplage itératif partitionné par l'effet de masse ajoutée dans des codes maisons simplifiés

-
- Réalisation de plusieurs cas test montrant la robustesse du couplage corrigé et montrant un gain de temps de calcul
 - Mise en évidence de la nécessité d'intégrer l'effet de masse ajoutée dans les logiciels commerciaux (dans notre étude : Abaqus) pour aborder la thématique industrielle.

En introduisant l'effet de la masse ajoutée dans le couplage Star-CCM+/Abaqus de manière identique à ce qui a été réalisé avec le couplage Matlab, il serait alors possible de résoudre ces difficultés de convergence en restant en dessous du seuil maximum d'itérations autorisé par le logiciel Star-CCM+. Cela permettrait par ailleurs d'obtenir une meilleure conservation d'énergie dans les cas non pénalisant ($m_r < 2.4$). D'une manière plus générale, cette correction permettrait de valider le couplage itératif partitionné effectué avec deux codes commerciaux, en garantissant la convergence de n'importe quel cas de ballotement dans un réservoir à géométrie complexe attaché de manière flexible à son environnement.

L'analyse FSI dans cette étude contribue à identifier les vibrations de la structure du véhicule lors de ballotement. Les prédictions de ces vibrations peuvent être utilisées comme un guide pour la conception des réservoirs. Les caractéristiques des facteurs de bruit trouvées par analyse FSI peuvent élargir la compréhension physique des interactions entre le fluide et la structure lors de l'apparition de ballotement. Une campagne d'essais expérimentale sur le bruit et les vibrations dans des réservoirs industriels a été réalisée sur banc d'essai. Ces résultats peuvent servir de comparatif quantitatif avec des résultats FSI, une fois que le schéma de correction sera intégrée au code de structure. En combinant les résultats FSI obtenus aux travaux présentés dans [De Man et Van Schaftingen, 2012] qui répertorie un ensemble de propriétés vibro-acoustiques de châssis - principal chemin de transmission du bruit généré par le sloshing à l'habitacle - cette procédure devrait permettre d'améliorer la productivité dans les processus de développement de véhicules.

Bibliographie

- Abaqus documentations. [137](#)
- Star-ccm+ documentations. [96](#), [133](#)
- User guide cd adapco. [93](#), [120](#)
- User guide fluent. [30](#)
- ABRAMSON, H. (1966). *The dynamic behavior of liquids in moving containers, with applications to space vehicle technology*. Washington, Scientific and Technical Information Division, National Aeronautics and Space Administration. [xii](#), [2](#)
- ADRIAN, R. (2005). Twenty years of particle image velocimetry. *Experiments in fluids*, 39(2):159–169. [iii](#), [17](#), [19](#)
- ADRIAN, R. et YAO, C. (1994). Development of pulsed laser velocimetry (plv) for measurement of turbulent flow. *SPIE MILESTONE SERIES MS*, 99:300–300. [17](#)
- AKKÖSE, M., ADANUR, S., BAYRAKTAR, A. et DUMANOĞLU, A. (2008). Elasto-plastic earthquake response of arch dams including fluid–structure interaction by the lagrangian approach. *Applied Mathematical Modelling*, 32(11):2396–2412. [xiii](#)
- AKYILDIZ, H. et ÜNAL, N. (2006). Sloshing in a three-dimensional rectangular tank : numerical simulation and experimental validation. *Ocean Engineering*, 33(16):2135–2149. [xiv](#)
- ALEIXO, R. (2011). Time resolved piv analysis of the initial stages of the dam break. In *Proceedings of the 34th World Congress of the International Association for Hydro-Environment Research and Engineering : 33rd Hydrology and Water Resources Symposium and 10th Conference on Hydraulics in Water Engineering*, page 3313. Engineers Australia. [18](#)
- ALEIXO, R., OZEREN, Y. et ALTINAKAR, M. Velocity measurements in tailing dams. [16](#)
- ALIABADI, S., JOHNSON, A. et ABEDI, J. (2003). Comparison of finite element and pendulum models for simulation of sloshing. *Computers & Fluids*, 32(4):535–545. [xiii](#)
- ANDRILLON, Y. (2004). *Simulation d'écoulements a surface libre par une methode de capture d'interface en formulation totalement couplee*. Thèse de doctorat, Nantes.
- ARMENIO, V. et LA ROCCA, M. (1996). On the analysis of sloshing of water in rectangular containers : numerical study and experimental validation. *Ocean Engineering*, 23(8):705–739.
- ARNDT, T. et DREYER, M. (2008). Damping behavior of sloshing liquid in laterally excited cylindrical propellant vessels. *Journal of Spacecraft and rockets*, 45(5):1085–1088. [34](#)
- BADIA, S., NOBILE, F. et VERGARA, C. (2008). Fluid–structure partitioned procedures based on robin transmission conditions. *Journal of Computational Physics*, 227(14):7027–7051. [11](#)

-
- BAUDIN, E., DIEBOLD, L., PETTINOTTI, B., ROUSSET, J., WEBER, M. *et al.* (2013). Bureau veritas sloshing model tests & cfd calculations within isope benchmark. *In The Twenty-third International Offshore and Polar Engineering Conference*. International Society of Offshore and Polar Engineers. [iii](#), [11](#), [12](#), [13](#), [15](#)
- BAUDIN, E., FILLON, B., DIEBOLD, L. *et al.* (2012). An alternate impact measurement for the sloshing impact pressures. *In The Twenty-second International Offshore and Polar Engineering Conference*. International Society of Offshore and Polar Engineers. [iii](#), [14](#), [15](#), [47](#), [60](#)
- BRANDELY, A., SCHOTTÉ, J., LEFRANÇOIS, E., HAGEGE, B. et OHAYON, R. (2014). Simulation of the dynamic response of a sloshing liquid to horizontal movements of the tank. *In ASME 2014 Pressure Vessels and Piping Conference*, pages V004T04A091–V004T04A091. American Society of Mechanical Engineers. [4](#), [22](#), [121](#)
- BRENNEN, C. (1982). A review of added mass and fluid inertial forces. Rapport technique, DTIC Document.
- CAUSIN, P., GERBEAU, J. et NOBILE, F. (2005). Added-mass effect in the design of partitioned algorithms for fluid–structure problems. *Computer methods in applied mechanics and engineering*, 194(42):4506–4527. [10](#)
- CHEN, Y., DJIDJELI, K. et PRICE, W. (2009). Numerical simulation of liquid sloshing phenomena in partially filled containers. *Computers & fluids*, 38(4):830–842. [13](#)
- CHENG, X., HU, M. et WEN, J. (2008). Dynamic characteristics of liquid sloshing in a transversely vibrating spherical tank with a spacer under low gravity. *Journal of Hydrodynamics, Ser. B*, 20(6):762–769. [xiii](#)
- COLAGROSSI, A., LUGNI, C., GRECO, M. et FALTINSEN, O. (2004). Experimental and numerical investigation of 2d sloshing with slamming. *In 19th International Workshop on Water Waves and Floating Bodies, Cartona, Italy, Mar*, pages 28–31. [30](#)
- COLAGROSSI, A., PALLADINO, F., GRECO, M., LUGNI, C. et FALTINSEN, O. (2006a). Experimental and numerical investigation of 2d sloshing : scenarios near the critical filling depth. *In 21st Workshop on Water Waves and Floating Bodies, Loughborough, UK*. [iii](#), [xii](#)
- COLAGROSSI, A., PALLADINO, F., GRECO, M., LUGNI, C. et FALTINSEN, O. (2006b). Experimental and numerical investigation of 2d sloshing : scenarios near the critical filling depth. *In 21st Workshop on Water Waves and Floating Bodies, Loughborough, UK*. [30](#)
- COX, P., BOWLES, E. et BASS, R. (1980). Evaluation of liquid dynamic loads in slack lng cargo tanks. Rapport technique, DTIC Document. [8](#)
- DE KAT, R. et VAN OUDHEUSDEN, B. (2012a). Instantaneous planar pressure determination from piv in turbulent flow. *Experiments in fluids*, 52(5):1089–1106. [16](#)
- DE KAT, R. et VAN OUDHEUSDEN, B. (2012b). Instantaneous planar pressure determination from piv in turbulent flow. *Experiments in fluids*, 52(5):1089–1106. [81](#)
- DE MAN, P. et VAN SCHAFTINGEN, J. (2012). Prediction of vehicle fuel tank slosh noise from component-level test data. Rapport technique, SAE Technical Paper. [152](#)
- DHATT, G., LEFRANÇOIS, E. et TOUZOT, G. (2012). *Finite element method*. John Wiley & Sons. [119](#)
- DHATT, G. et TOUZOT, G. and Lefrançois, E. (2005). *Méthode des éléments finis*. Hermès. [118](#)
- DIEBOLD, L., BAUDIN, E., GAZZOLA, T. *et al.* (2011). Experimental and numerical investigations of internal global forces for violent irregular excitations in lngc prismatic tanks. *In The Twenty-first International Offshore and Polar Engineering Conference*. International Society of Offshore and Polar Engineers. [12](#)

- DODGE, F. *et al.* (2000). *The new "dynamic behavior of liquids in moving containers"*. Southwest Research Inst. San Antonio, TX. 3, 38
- ESWARAN, M., SAHA, U. et MAITY, D. (2009). Effect of baffles on a partially filled cubic tank : numerical simulation and experimental validation. *Computers & Structures*, 87(3):198–205. xiv, 8
- FALTINSEN, O. (1974). A nonlinear theory of sloshing in rectangular tanks. *Journal of Ship Research*, 18(4). 4
- FALTINSEN, O. (1993). *Sea loads on ships and offshore structures*, volume 1. Cambridge university press. xiii, xv, 3
- FALTINSEN, O. (2000). Hydroelastic slamming. *Journal of Marine Science and Technology*, 5(2):49–65. 4
- FALTINSEN, O., ROGNEBAKKE, O., LUKOVSKY, I. et TIMOKHA, A. (2000). Multidimensional modal analysis of nonlinear sloshing in a rectangular tank with finite water depth. *Journal of Fluid Mechanics*, 407:201–234. 4
- FALTINSEN, O., ROGNEBAKKE, O. et TIMOKHA, A. (2003). Resonant three-dimensional nonlinear sloshing in a square-base basin. *Journal of Fluid Mechanics*, 487:1–42. 5
- FALTINSEN, O. et TIMOKHA, A. (2001). An adaptive multimodal approach to nonlinear sloshing in a rectangular tank. *Journal of Fluid Mechanics*, 432:167–200. 4
- FARHAT, C., Van der ZEE, K. et GEUZAINÉ, P. (2006). Provably second-order time-accurate loosely-coupled solution algorithms for transient nonlinear computational aeroelasticity. *Computer methods in applied mechanics and engineering*, 195(17):1973–2001. 10
- FELIPPA, C., PARK, K. et FARHAT, C. (2001). Partitioned analysis of coupled mechanical systems. *Computer methods in applied mechanics and engineering*, 190(24):3247–3270. 10
- FERNÁNDEZ, M., GERBEAU, J. et GRANDMONT, C. (2006). A projection algorithm for fluid–structure interaction problems with strong added-mass effect. *Comptes Rendus Mathématique*, 342(4):279–284. 10
- FRANSEN, J. (2004). Sloshing motions in excited tanks. *Journal of Computational Physics*, 196(1):53–87. 30, 31, 37, 38, 39, 40
- GAVORY, T. (2005). Innovative tools open up new prospects for liquid motion model tests. *Proceedings of the Gastech, Bilbao*. 14
- GODDERIDGE, B., TAN, M., EARL, C. et TURNOCK, S. (2007). Grid resolution for the simulation of sloshing using cfd. 9
- GODDERIDGE, B., TURNOCK, S., EARL, C. et TAN, M. (2009a). The effect of fluid compressibility on the simulation of sloshing impacts. *Ocean Engineering*, 36(8):578–587. 10
- GODDERIDGE, B., TURNOCK, S. et EARL, C. and Tan, M. (2009b). The effect of fluid compressibility on the simulation of sloshing impacts. *Ocean Engineering*, 36(8):578–587. 10
- GODDERIDGE, B., TURNOCK, S., TAN, M. et EARL, C. (2009c). An investigation of multiphase cfd modelling of a lateral sloshing tank. *Computers & Fluids*, 38(2):183–193. 8
- GONZÁLEZ, J. A., PARK, K., LEE, I., FELIPPA, C. et OHAYON, R. (2012). Partitioned vibration analysis of internal fluid-structure interaction problems. *International Journal for Numerical Methods in Engineering*, 92(3):268–300. 30
- GRACZYK, M. (2008). *Experimental investigation of sloshing loading and load effects in membrane LNG tanks subjected to random excitation*. NTNU. xvi, 12, 13, 14

-
- GRACZYK, M. et MOAN, T. (2008). A probabilistic assessment of design sloshing pressure time histories in lng tanks. *Ocean Engineering*, 35(8):834–855. [14](#)
- HATTORI, M., ARAMI, A. et YUI, T. (1994). Wave impact pressure on vertical walls under breaking waves of various types. *Coastal Engineering*, 22(1):79–114. [62](#), [68](#), [69](#), [70](#)
- HIRT, C. et NICHOLS, B. (1981). Volume of fluid (vof) method for the dynamics of free boundaries. *Journal of computational physics*, 39(1):201–225. [8](#)
- HUGHES, T., HILBER, H. et TAYLOR, R. (1976). A reduction scheme for problems of structural dynamics. *International Journal of Solids and Structures*, 12(11):749–767. [132](#)
- HUGHES, T., LIU, W. et ZIMMERMANN, T. (1981). Lagrangian-eulerian finite element formulation for incompressible viscous flows. *Computer methods in applied mechanics and engineering*, 29(3):329–349. [10](#)
- IBRAHIM, R. (2005). *Liquid sloshing dynamics : theory and applications*. Cambridge University Press. [xiii](#), [3](#), [4](#), [59](#)
- IDELSOHN, S., DEL PIN, F. et ROSSI, R. and Oñate, E. (2009). Fluid–structure interaction problems with strong added-mass effect. *International journal for numerical methods in engineering*, 80(10):1261–1294. [10](#)
- JI, Y., SHIN, Y., PARK, J. et HYUN, J. (2012). Experiments on non-resonant sloshing in a rectangular tank with large amplitude lateral oscillation. *Ocean Engineering*, 50:10–22.
- JOHANNESSEN, S. (2012). Use of cfd to study hydrodynamic loads on free-fall lifeboats in the impact phase. : A verification and validation study. [8](#), [94](#), [95](#), [96](#)
- KAMINSKI, M., BOGAERT, H. et al. (2009). Full scale sloshing impact tests. In *The Nineteenth International Offshore and Polar Engineering Conference*. International Society of Offshore and Polar Engineers. [13](#)
- KEANE, R. et ADRIAN, R. (1990). Optimization of particle image velocimeters. i. double pulsed systems. *Measurement science and technology*, 1(11):1202. [50](#), [78](#)
- KEANE, R., ADRIAN, R. et ZHANG, Y. (1995). Super-resolution particle imaging velocimetry. *Measurement Science and Technology*, 6(6):754. [18](#)
- KIM, J., SHIN, Y., SIM, I., KIM, Y., BAI, K. et al. (2003). Three-dimensional finite-element computation for the sloshing impact pressure in lng tank. In *The Thirteenth International Offshore and Polar Engineering Conference*. International Society of Offshore and Polar Engineers. [6](#)
- KIM, Y., SHIN, Y. et LEE, K. (2004). Numerical study on slosh-induced impact pressures on three-dimensional prismatic tanks. *Applied Ocean Research*, 26(5):213–226.
- KIRKGÖZ, M. (1990). An experimental investigation of a vertical wall response to breaking wave impact. *Ocean Engineering*, 17(4):379–391. [68](#), [69](#)
- KOLI, G. et KULKARNI, V. (2010). Simulation of fluid sloshing in a tank. In *Proceedings of the World Congress on Engineering*, volume 2. [xiii](#)
- KÜTTLER, U. et WALL, W. (2008). Fixed-point fluid–structure interaction solvers with dynamic relaxation. *Computational Mechanics*, 43(1):61–72. [10](#)
- LE TALLEC, P., GERBEAU, J., HAURET, P. et VIDRASCU, M. (2005). Fluid structure interaction problems in large deformation. *Comptes Rendus Mecanique*, 333(12):910–922. [10](#)
- LEE, D., KIM, M., KWON, S., KIM, J. et LEE, Y. (2007). A parametric sensitivity study on lng tank sloshing loads by numerical simulations. *Ocean Engineering*, 34(1):3–9. [xiii](#), [13](#)

- LEE, H., KIM, J. et HWANG, C. (2004). Dynamic strength analysis for membrane type lng containment system due to sloshing impact load. *In Proceedings of the International Conference on Design and Operation of Gas Carriers. London, UK.* [iii](#), [xiv](#)
- LIU, D. et LIN, P. (2008). A numerical study of three-dimensional liquid sloshing in tanks. *Journal of Computational Physics*, 227(8):3921–3939. [8](#), [15](#)
- LIU, D. et LIN, P. (2009). Three-dimensional liquid sloshing in a tank with baffles. *Ocean engineering*, 36(2):202–212. [xiii](#), [8](#)
- LIU, X. et KATZ, J. (2006). Instantaneous pressure and material acceleration measurements using a four-exposure piv system. *Experiments in Fluids*, 41(2):227–240. [16](#)
- LLOYD, N. et VAICIURGIS, E. and Langrish, T. (2002). The effect of baffle design on longitudinal liquid movement in road tankers : an experimental investigation. *Process Safety and Environmental Protection*, 80(4):181–185. [xiii](#)
- MENTER, F. (2012). Turbulence modelin for engineering flows. *A Technical Paper From ANSYS. Inc.*
- MIRAS, T., SCHOTTE, J. et OHAYON, R. (2011). Amortissement du ballonnement dun liquide dans un reservoir elastique. *In Actes du 10eme Colloque National en Calcul des Structures, CSMA, Giens, Var, France.*
- MIRAS, T., SCHOTTÉ, J. et OHAYON, R. (2012). Liquid sloshing damping in an elastic container. *Journal of Applied Mechanics*, 79(1):010902. [4](#), [22](#), [25](#), [34](#)
- MOISEEV, N. (1958). On the theory of nonlinear vibrations of a liquid of finite volume. *Journal of Applied Mathematics and Mechanics*, 22(5):860–872. [4](#)
- MORAND, H. et OHAYON, R. (1995). *Fluid structure interaction*. John Wiley. [3](#), [23](#), [27](#), [136](#)
- MØRCH, H., ENGER, S., MILOVAN, P. et SCHRECK, E. (2008a). Simulation of lifeboat launching under storm conditions. [93](#)
- MØRCH, H., ENGER, S., MILOVAN, P. et SCHRECK, E. (2008b). Simulation of lifeboat launching under storm conditions.
- MOTTELET, S. (2000a). Controllability and stabilization of a canal with wave generators. *SIAM journal on control and optimization*, 38(3):711–735. [118](#)
- MOTTELET, S. (2000b). Controllability and stabilization of liquid vibration in a container during transportation. *In Decision and Control, 2000. Proceedings of the 39th IEEE Conference on*, volume 5, pages 4641–4646. IEEE. [118](#), [119](#)
- NING, D., SONG, W., LIU, Y. et TENG, B. (2012). A boundary element investigation of liquid sloshing in coupled horizontal and vertical excitation. *Journal of Applied Mathematics*. [6](#)
- PAL, P. et BHATTACHARYYA, S. (2010). Sloshing in partially filled liquid containers—numerical and experimental study for 2-d problems. *Journal of Sound and Vibration*, 329(21):4466–4485. [15](#)
- PANCIROLI, R. et PORFIRI, M. (2013). Evaluation of the pressure field on a rigid body entering a quiescent fluid through particle image velocimetry. *Experiments in fluids*, 54(12):1–13. [16](#)
- PIPERNO, S., FARHAT, C. et LARROUTUROU, B. (1995). Partitioned procedures for the transient solution of coupled aroelastic problems part i : Model problem, theory and two-dimensional application. *Computer methods in applied mechanics and engineering*, 124(1):79–112. [10](#)
- PISTANI, F. et THIAGARAJAN, K. (2012). Experimental measurements and data analysis of the impact pressures in a sloshing experiment. *Ocean Engineering*, 52:60–74. [iii](#), [11](#), [12](#), [13](#), [14](#)

-
- REPALLE, N., TRUONG, T., THIAGARAJAN, K., RODDIER, D., SEAH, R. et FINNIGAN, T. (2010). The effect of sampling rate on the statistics of impact pressure. *In ASME 2010 29th International Conference on Ocean, Offshore and Arctic Engineering*, pages 565–572. American Society of Mechanical Engineers. [iii](#), [13](#), [14](#)
- RICHARDSON, A., BRAY, W., SANDSTRÖM, R., LOKKEN, R. et DANACZKO, M. (2005). Advances in assessment of lng sloshing for large membrane ships. *Proceedings of the Gastech, Bilbao*. [14](#)
- ROGNEBAKKE, O. et FALTINSEN, O. (2000). Damping of sloshing due to tank roof impact. *In 15th International Workshop on Water Waves and Floating Bodies*. [4](#)
- ROGNEBAKKE, O. et FALTINSEN, O. (2005). Sloshing induced impact with air cavity in rectangular tank with a high filling ratio. *In 20th International Workshop on Water Waves and Floating Bodies, Spitsbergen, Norway*. [xv](#)
- ROYON-LEBEAUD, A. (2005). *Ballottement des liquides dans les réservoirs cylindriques soumis à une oscillation harmonique : régimes d’onde non-linéaire et brisure*. Thèse de doctorat, Université Joseph-Fourier-Grenoble I. [12](#), [15](#)
- SAAD, Y. (1992). *Numerical methods for large eigenvalue problems*, volume 158. SIAM. [25](#)
- SAGA, T., HU, H., KOBAYASHI, T., MURATA, S., OKAMOTO, K. et NISHIO, S. (2000). A comparative study of the piv and ldv measurements on a self-induced sloshing flow. *Journal of visualization*, 3(2):145–156.
- SCHIMPF, A. et KALLWEIT, S. (2004). Photogrammetric particle image velocimetry. *In Particle Image Velocimetry : Recent Improvements*, pages 295–300. Springer. [18](#)
- SCHOTTE, J. et OHAYON, R. (2002). Effect of gravity on a free-free fluid-structure system. *In ASME 2002 International Mechanical Engineering Congress and Exposition*, pages 1353–1361. American Society of Mechanical Engineers. [27](#)
- SCHOTTÉ, J. et OHAYON, R. (2005). Incompressible hydroelastic vibrations : finite element modelling of the elastogravity operator. *Computers & structures*, 83(2):209–219. [23](#)
- SCHOTTÉ, J. et OHAYON, R. (2013). Linearized formulation for fluid–structure interaction : Application to the linear dynamic response of a pressurized elastic structure containing a fluid with a free surface. *Journal of Sound and Vibration*, 332(10):2396–2414. [7](#), [22](#)
- SHIN, Y., KIM, J., LEE, H., HWANG, C. *et al.* (2003). Sloshing impact of lng cargoes in membrane containment systems in the partially filled condition. *In The Thirteenth International Offshore and Polar Engineering Conference*. International Society of Offshore and Polar Engineers. [xiv](#)
- SHIN, Y., KIM, J. et WANG, B. (2006). First principle-based analysis procedure for strength assessment of membrane-type lng containment system due to sloshing impact. *In World Maritime Technology Conference (WMTC), London, UK*. Citeseer.
- SONG, M., LEFRANÇOIS, E. et RACHIK, M. (2013). A partitioned coupling scheme extended to structures interacting with high-density fluid flows. *Computers & Fluids*, 84:190–202. [7](#), [11](#), [116](#), [126](#), [148](#)
- SOUTO-IGLESIAS, A., DELORME, L., PÉREZ-ROJAS, L. et ABRIL-PÉREZ, S. (2006). Liquid moment amplitude assessment in sloshing type problems with smooth particle hydrodynamics. *Ocean Engineering*, 33(11):1462–1484. [6](#)
- SPIEGEL, M. (1999). *Schaum’s Outline of Calculus of Finite Differences and Difference Equations*. Mc Graw Hill. [6](#), [122](#)

- SUGII, Y., OKUDA, R., OKAMOTO, K. et MADARAME, H. (2005). Velocity measurement of both red blood cells and plasma of in vitro blood flow using high-speed micro piv technique. *Measurement science and Technology*, 16(5):1126. 16
- SVEEN, J. et DALZIEL, S. (2005). A dynamic masking technique for combined measurements of piv and synthetic schlieren applied to internal gravity waves. *Measurement Science and Technology*, 16(10):1954. 18
- THEUNISSEN, R., STITOU, A. et RIETHMULLER, M. (2005). Increasing accuracy in super-resolution piv. Rapport technique, Von Karman Institute for Fluid Dynamics. 18
- TISSEUR, F. et MEERBERGEN, K. (2001). The quadratic eigenvalue problem. *SIAM review*, 43(2):235–286. 25
- VAN BRUMMELEN, E. (2009). Added mass effects of compressible and incompressible flows in fluid-structure interaction. *Journal of Applied mechanics*, 76(2):021206. 10
- VELDMAN, A., GERRITS, J., LUPPES, R., HELDER, J. et VREEBURG, J. (2007). The numerical simulation of liquid sloshing on board spacecraft. *Journal of Computational Physics*, 224(1): 82–99. xiii
- WANG, W., LI, J. et WANG, T. (2006). Damping computation of liquid sloshing with small amplitude in rigid container using fem. *Acta Mechanica Sinica*, 22(1):93–98. 34
- WEGGEL, J. et MAXWELL, W. (1970). Numerical model for wave pressure distributions. *Journal of the Waterways, Harbors and Coastal Engineering Division*, 96(3):623–642. 68, 69
- WEMMENHOVE, R., LUPPES, R., VELDMAN, A. et BUNNIK, T. (2008). Application of a vof method to model compressible two-phase flow in sloshing tanks. In *ASME 2008 27th International Conference on Offshore Mechanics and Arctic Engineering*, pages 603–612. American Society of Mechanical Engineers.
- WESTERWEEL, J. (1993). *Digital particle image velocimetry : theory and application*. TU Delft, Delft University of Technology. 16, 17
- WITTE, H. (1988). Wave induced impact loading in deterministic and stochastic reflection. *Mitt Leichtweiss Inst. Wasserbau*, 102. 68, 69

Seconde loi de Newton : extraction des forces fluide

Définition des forces fluide

On appelle $\overrightarrow{dF}_{\text{ext} \rightarrow \text{fluide}}$ les forces appliquées à une particule fluide de masse dm soumise à une accélération \overrightarrow{a} . Le Principe Fondamental de la Dynamique appliqué à cette particule s'écrit :

$$\overrightarrow{dF}_{\text{ext} \rightarrow \text{fluide}} = dm \overrightarrow{a_{\text{fluide}}} \quad (30)$$

En sommant sur tout le volume de fluide de masse m_{fluide} les forces extérieures appliquées à ce volume s'écrivent :

$$\overrightarrow{F}_{\text{ext} \rightarrow \text{fluide}} = m_{\text{fluide}} \overrightarrow{a_{\text{fluide}}} \quad (31)$$

D'après le principe des actions réciproques, la force que ce fluide exerce sur tout ce qui lui est extérieur est :

$$\overrightarrow{F}_{\text{fluide}} = -\overrightarrow{F}_{\text{ext} \rightarrow \text{fluide}} = -m_{\text{fluide}} \overrightarrow{a_{\text{fluide}}} \quad (32)$$

Forces fluide appliquées au réservoir

On peut réécrire l'équation ?? de la manière suivante :

$$m_{\text{cuve}} \overrightarrow{a} = \overrightarrow{F}_{\text{fluide}} + \underbrace{(\overrightarrow{F}_{\text{ext}} - \overrightarrow{F}_{\text{fluide}})}_{\overrightarrow{F}_{\text{autres}}} \quad (33)$$

Pour un réservoir vide, on a $\overrightarrow{F}_{\text{fluide}} = \overrightarrow{0}$ et $\overrightarrow{F}_{\text{autres}} = \overrightarrow{F}_{\text{ext}} = \overrightarrow{F}_{\text{mesure}}$. Or, lorsque le réservoir est rempli $\overrightarrow{F}_{\text{mesure}}$ correspond aux efforts extérieurs appliqués au système $\{\text{réservoir} + \text{fluide}\}$ et non au réservoir seul, on applique donc la deuxième loi de Newton à ce système :

$$(m_{\text{cuve}} + m_{\text{fluide}}) \overrightarrow{a} = \overrightarrow{F}_{\text{mesure}} \quad (34)$$

Avec \overrightarrow{a} l'accélération du barycentre, c'est-à-dire :

$$\overrightarrow{a} = \frac{m_{\text{cuve}} \overrightarrow{a_{\text{cuve}}} + m_{\text{fluide}} \overrightarrow{a_{\text{fluide}}}}{m_{\text{cuve}} + m_{\text{fluide}}} \quad (35)$$

Il vient :

$$m_{\text{fluide}} \overrightarrow{\mathbf{a}}_{\text{fluide}} + m_{\text{cuve}} \overrightarrow{\mathbf{a}}_{\text{cuve}} = \overrightarrow{\mathbf{F}}_{\text{mesure}} \quad (36)$$

Connaissant l'expression de $\overrightarrow{\mathbf{F}}_{\text{fluide}}$ obtenue dans (32) on obtient bien :

$$\overrightarrow{\mathbf{F}}_{\text{fluide}} = m_{\text{cuve}} \overrightarrow{\mathbf{a}}_{\text{cuve}} - \overrightarrow{\mathbf{F}}_{\text{mesure}} \quad (37)$$

Placement des capteurs de force

On présente ici le placement ainsi que les sensibilités des différents capteurs de force et d'accélération. Il faut noter qu'en post-traitement, les repères individuels des capteurs ont été alignés avec celui du réservoir.

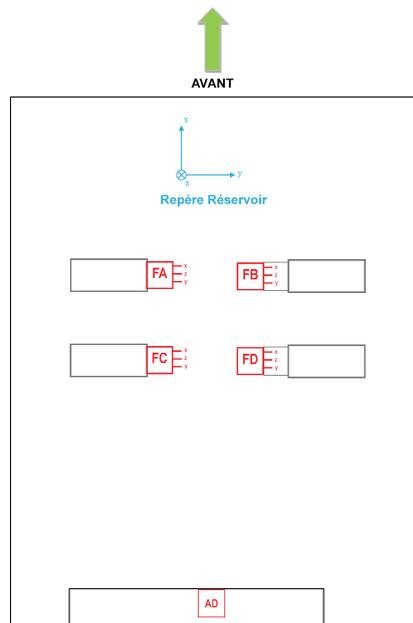


FIGURE 25 – Schéma de placement des capteurs de forces (FA, FA, FC, FD) sur la plaque support (fig. 3.2) en aluminium et de accéléromètre (AD) solidaire de la base mobile