



HAL
open science

Contribution à la validation des méthodes numériques pour les problèmes dynamiques couplés fluide-structure

Grégory Haboussa

► **To cite this version:**

Grégory Haboussa. Contribution à la validation des méthodes numériques pour les problèmes dynamiques couplés fluide-structure. Génie mécanique [physics.class-ph]. Université de Valenciennes et du Hainaut-Cambrésis, 2008. Français. NNT : 2008VALE0005 . tel-03002173

HAL Id: tel-03002173

<https://hal.science/tel-03002173>

Submitted on 12 Nov 2020

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.

2008 VALE 0005



ACADÉMIE DE LILLE
UNIVERSITÉ DE VALENCIENNES ET DU HAINAUT CAMBRÉSIS

THÈSE

Présentée à l'Université de Valenciennes et du Hainaut Cambrésis
pour obtenir le diplôme de **DOCTORAT** en Génie Mécanique

CONTRIBUTION À LA VALIDATION DES MÉTHODES NUMÉRIQUES POUR LES PROBLÈMES DYNAMIQUES COUPLÉS FLUIDE-STRUCTURE

par

Grégory HABOUSSA

Soutenue le 8 janvier 2008, devant le jury composé de :

F. CHINESTA, Professeur – ENSAM Paris
B. PESEUX, Professeur – École Centrale Nantes
Y.-M. SCOLAN, Maître de Conférences – École Centrale de Marseille
M. SOULI, Professeur – Laboratoire de Mécanique de Lille
A. NÊME, Maître de Conférences – ENSIETA/MSN, Brest
R. ORTIZ, Ingénieur de recherche – ONERA, Centre de Lille
P. DRAZÉTIC, Professeur – Université de Valenciennes
E. DELETOMBE, Chef de l'unité de Recherche RCS – ONERA, Centre de Lille
G. PORTEMONT, Ingénieur de Recherche, MECALOG

Rapporteur
Rapporteur
Rapporteur
Président du jury
Examineur
Examineur
Directeur de thèse
Invité
Invité

RÉSUMÉ

Ce travail vise à améliorer la capacité de prédiction des comportements dynamiques transitoires des solides et des structures lors de sollicitations de type crash ou impact, spécifiquement lorsqu'un milieu fluide doit être pris en compte (aspects hydrodynamiques). Ce travail s'intéresse plus précisément à la définition et à la validation d'une méthodologie visant à réaliser des simulations numériques représentatives des phénomènes d'impact entre fluide et solide.

La première étape de la recherche a consisté à rechercher et mesurer une observable expérimentale fiable et robuste, caractéristique de l'impact hydrodynamique : l'évolution du chargement en pression sur la paroi de la structure. Pour aboutir à cela, une base expérimentale antérieure d'impact de goutte d'eau sur capteur de pression a été exploitée. La pression de paroi « réelle » (ou pression pariétale) recherchée est obtenue en déterminant puis en appliquant à ces essais une fonction de transfert soustrayant l'influence dynamique du capteur sur la mesure. Pour la phase de détermination de cette fonction de transfert, on a recours à un étalonnage dynamique au tube à choc du capteur.

Une observable expérimentale pertinente relative à l'impact d'une goutte d'eau sur une structure plane étant obtenue, un nouveau cas de validation des méthodes numériques est alors défini. Les performances de plusieurs méthodes numériques sont alors évaluées, en s'intéressant aux profils de pression pariétale obtenus. Ces simulations numériques reposent sur différentes formulations (Éléments Finis, ALE et SPH) et différentes modélisations de l'interface (continue ou non). La méthode naturelle couplage Éléments Finis -Lagrange Euler associée apporte les résultats les plus convaincants, sous réserve d'être dans les bonnes conditions d'utilisation, où la diffusion numérique induite de l'utilisation d'une loi des mélanges pour le comportement de l'interface eau-air est négligeable devant la dynamique du phénomène. L'emploi de cette méthode naturelle apparaît finalement comme référence numérique en impact hydrodynamique : aucun paramètre autre que physique n'étant introduit dans le code.

En conclusion, la possibilité est bien offerte aujourd'hui de faire avec l'ALE, sous réserve d'un emploi pertinent, des campagnes d'expérience numérique en calcul de structure avec impacts hydrodynamiques.

ABSTRACT

Numerous numerical methods exist that can be used to solve fluid/structure interactions during hydrodynamic impacts on deformable structures. The purpose of the present work is to define a methodology which allows validating these numerical methods.

The first stage of this work is to establish experimental reference, using a pressure transducer, in order to validate these methods. A methodology of exploitation of dynamics test responses, dedicated to the elimination of such measurement if needed, in order to get the true contact pressure that deformable structures have to support during hydrodynamic impacts, is proposed. For that purpose, the dynamic calibration of a pressure transducer is performed using shock tube, and a dynamic correction function is established, first theoretically, then practically. The obtained function is then applied on existing test results coming from water drop impacts onto the studied pressure transducer, in order to calculate the corresponding contact pressure on a flat panel.

The second stage of this research is to model this phenomenon with different numerical methods: Finite Element Method, Arbitrary-Lagrange-Euler (ALE) Method and Smooth Particles Hydrodynamic Method, with a conforming –or not- interface. Comparison between corrected pressure and calculated pressure, corresponding to contact pressure on a flat panel, shows that ALE Method using a conforming interface (continuous mesh) is able to give good assumption of the hydrodynamic impact phenomenon, under the hypothesis that dynamic effect are more important than numerical diffusion.

In conclusion, it is possible today to simulate correctly, with ALE method, hydrodynamic impacts on deformable structures.

REMERCIEMENTS

Les travaux présentés dans ce mémoire ont été réalisés dans le cadre du laboratoire commun Dynamique Rapide des Structures et Collisions, fruit de la collaboration entre l'unité de recherche Résistance et Conception des Structures du Département de Mécanique du Solide et de l'Endommagement de l'Office National d'Études et de Recherches Aérospatiales et le Laboratoire d'Automatique, de Mécanique et d'Informatique Industrielles et Humaines de l'Université de Valenciennes et du Hainaut-Cambrésis. A cette occasion, je tiens à remercier particulièrement :

- la direction générale de l'Office et son directeur général Monsieur MAUGARS, la branche Matériaux et Structures et son directeur scientifique Monsieur KAHN, le Département de Mécanique du Solide et de l'Endommagement et son directeur Monsieur GEOFFROY,
- le Centre de l'Office de Lille et son directeur Monsieur GEOFFROY, le Laboratoire d'Automatique, de Mécanique et d'Informatique Industrielles et Humaines et son directeur Monsieur le Professeur MARKIEWICZ,
- le conseil régional Nord-Pas de Calais représenté par Monsieur PERCHERON pour le cofinancement de ces travaux dans le cadre des projets,
- Monsieur Francesco CHINESTA, professeur à l'ENSAM Paris, Monsieur Bernard PESEUX, professeur à Centrale Nantes, et Monsieur Yves-Marie SCOLAN, Maître de Conférences à Centrale Marseille, pour avoir accepté de rapporter mon travail,
- Monsieur Mhamed SOULI, professeur au Laboratoire de Mécanique de Lille, de s'être intéressé à mon travail et d'avoir accepté de présider mon jury,
- Monsieur Alain NÊME, Maître de Conférences à l'ENSIETA et au Laboratoire de Mécanique et Structure Navale, pour l'intérêt porté à mon travail,
- Monsieur Pascal DRAZÉTIC, professeur au LAMIH, pour son encadrement, ses conseils, et la confiance qu'il m'a accordée,
- Monsieur Roland ORTIZ, pour le suivi de ces travaux, son encadrement, sa confiance et ses conseils,
- Monsieur Éric DELETOMBE, responsable de l'unité de recherche Résistance et Conception des Structures, pour son dynamisme, son encadrement et ses précieux conseils,
- Messieurs Jean-Michel DESSE et Jean-Bernard PAQUET, du département de d'Aérodynamique Appliquée (DAAP) de l'ONERA, pour leurs précieuses connaissances en mécanique des fluides,
- Messieurs Jacky FABIS, Jean-Michel MORTIER et Alain DEUDON pour leurs précieuses aides au sein du laboratoire d'essais,

A mes nombreux collègues de l'ONERA-Centre de Lille, Bertrand, David, Didier, Florence, Jean-François, Jean-Luc, Jacques, Léon, mes collègues doctorants (et anciens doctorants) Anne-Sophie, Antonin, François, Gérald, Manuel, Matthieu, Nicolas, Pierre,

Samuel, pour leur aide, leur écoute, et surtout pour tous les bons moments que nous avons partagés.

Pour finir, à ceux qui me sont proches, David, Virginie, et Gaëlle, pour leur incommensurable soutien, ainsi qu'à mes parents.

A tous, Merci.

INTRODUCTION GÉNÉRALE	1
CHAPITRE 1. Bibliographie : la dynamique transitoire en interaction fluide-structure	5
Introduction	6
1.1. Analyse générale de la problématique de l'impact hydrodynamique.....	6
1.1.1. Dynamique transitoire et interaction fluide-structure - généralités	6
1.1.2. Différences élémentaires entre théories fluide et solide en mécanique des milieux continus.....	7
1.1.2.1. Approche Lagrangienne et formulation en déplacement en mécanique du solide	7
1.1.2.2. Approche Eulérienne et formulation en vitesse en mécanique des fluides.....	8
1.1.2.3. Différences élémentaires entre les approches solide et fluide de la Mécanique des Milieux Continus.....	9
1.1.3. Les interfaces : définition et difficultés de modélisation	9
1.1.3.1. Interface Eau-Air.....	9
1.1.3.2. Interface Eau Structure	10
1.1.4. Paramètres déterminant de la problématique de l'impact hydrodynamique	12
1.1.5. Synthèse sur la problématique générale de l'impact hydrodynamique	12
1.2. Méthodes numériques et résolution des problèmes d'interaction fluide-structure	13
1.2.1. Modélisation des milieux continus.....	13
1.2.1.1. Méthode des Éléments Finis.....	13
1.2.1.2. Méthode des Volumes Finis	14
1.2.1.3. Méthode Lagrange Euler associée.....	15
1.2.1.4. Méthode du lissage particulière pour l'hydrodynamique (SPH)	17
1.2.1.5. Conclusion.....	18
1.2.2. Méthodes numériques pour le traitement des problèmes couplés fluide-structure.....	19
1.2.2.1. Couplage de codes.....	19
1.2.2.2. Méthode « Naturelle » : couplage Élément Fini - ALE.....	19
1.2.2.3. Méthode « non naturelle » : notion d'interface	20
1.2.3. Modélisation numérique des interfaces.....	21
1.2.3.1. Méthode de détection du contact.....	21
1.2.3.2. Calcul des forces d'interfaces.....	22
1.2.4. Conclusion	25
1.3. Méthodes de validation des méthodes numériques	25
1.3.1. Méthodes de validation analytiques	25
1.3.1.1. Théorie des fluides incompressibles.....	25
1.3.1.2. Théorie des fluides compressibles.....	27
1.3.1.3. Théorie de l'impulsion de pression	29

1.3.1.4.	Conclusion sur l'utilisation des méthodes analytiques.....	31
1.3.2.	Méthodes de validation expérimentales des problèmes d'impact hydrodynamique ...	31
1.3.2.1.	Aperçu historique des essais expérimentaux d'impact hydrodynamique	31
1.3.2.2.	Impacts de dièdre	33
1.3.2.3.	Impacts d'un jet sur une plaque.....	34
1.3.2.4.	Impact de goutte d'eau sur un capteur de pression.....	35
	Conclusion.....	40
	CHAPITRE 2. <i>Obtention de la pression exercée sur une structure par l'impact d'une goutte d'eau [HABOUSSA et Al,2008]</i>.....	43
	Introduction.....	44
2.1.	Étalonnage dynamique et fonction de transfert.....	46
2.1.1.	Présentation du protocole expérimentale - principe du tube à choc	46
2.1.2.	Méthode de la détermination de la fonction de transfert.....	50
2.1.3.	Évaluation de la fonction de transfert réelle.....	52
2.2.	Taux de remplissage de la chambre et réponse dynamique du capteur.....	57
2.2.1.	Détermination de la fréquence propre théorique du capteur avec chambre emplie d'eau	58
2.2.2.	Etablissement de la table de correspondance entre essais d'impact de gouttes et essais d'étalonnage dynamique au tube à choc	62
2.3.	Traitement des essais d'impact de gouttes et analyse des résultats.....	65
	Conclusion.....	70
	CHAPITRE 3. <i>Modélisations numériques de l'impact d'une goutte d'eau sur une plaque quasi-rigide</i>.....	73
	Introduction.....	74
3.1.	Simulations numériques de l'impact d'une goutte d'eau sur le capteur de pression.....	74
3.1.1.	Modélisation Éléments Finis Lagrangienne du capteur de pression	74
3.1.2.	Simulations de l'impact d'une goutte d'eau sur le capteur modélisé en 3D	76
3.1.2.1.	Simulation de l'impact d'une goutte avec capteur modélisé	76
3.1.2.2.	Conclusion sur les hypothèses numériques et sur le choix de modélisation du capteur	77
3.2.	Définition des cas tests d'évaluation des méthodes numériques.....	78
3.2.1.	L'impact d'une goutte d'eau sur une structure plane quasi-rigide	78
3.2.2.	Méthodologie de mesure d'une pression numérique.....	79
3.3.	Méthode naturelle : couplage Éléments Finis -Lagrange Euler associée	83
3.3.1.	Description du modèle ALE	83
3.3.1.1.	Géométrie et loi de comportement bi-phase utilisée par le modèle ALE.....	83
3.3.2.	Résultats numériques en ALE et comparaison pression numérique/pression pariétale.....	85
3.3.2.1.	Faible vitesse d'impact de goutte: 1.3 m.s ⁻¹	85
3.3.2.2.	Moyennes vitesses d'impact de goutte : 3.5 m.s ⁻¹ et 4.5 m.s ⁻¹	88
3.3.2.3.	Vitesse d'impact de goutte élevée : 5.6 m.s ⁻¹	89
3.4.	Modélisation Éléments Finis Lagrangiens	90
3.4.1.	Présentation du modèle : géométrie et loi de comportement fluide	90
3.4.2.	Analyse des résultats et comparaison expérimentale/ méthode E.F Lagrangienne.	91

3.4.2.1.	Durée du phénomène simulé avec le modèle Lagrangien	91
3.4.2.2.	Comparaison pression pariétale/ pression numérique pour le modèle Lagrangien	92
3.4.2.3.	Influence de la modélisation de l'interface de contact par pénalité sur le calcul Lagrangien.....	93
3.5.	Modélisation Lagrangienne : couplage Éléments Finis- SPH [MONOGHAN, 1994]....	96
3.5.1.	Dicrétisation et hypothèses de modélisation	96
3.5.2.	Comparaison expérimental/ modèle SPH et analyse.....	97
3.6.	Synthèse des résultats numériques	98
	Conclusion.....	100
	CONCLUSION GÉNÉRALE.....	102
	RÉFÉRENCES.....	105

INTRODUCTION GÉNÉRALE

Le domaine du transport aérien, notamment commercial, est en croissance constante depuis de nombreuses décennies et les prévisions à moyen terme confirment cette tendance. Le nombre des destinations possibles et le nombre passagers transportés ont augmenté dans des proportions considérables, et le transport aérien est devenu en un siècle un véritable moyen de transport de masse. La capacité des aéronefs a logiquement suivi la même progression, comme l'illustre parfaitement le projet A380 (555 personnes en version de base).

L'importance du trafic aérien civil amène naturellement les autorités à s'intéresser à la question du respect de la sécurité des passagers et des personnes survolées, et à régler un certains nombres de points, dont celui de la justification de la conception de ces aéronefs civils. Les constructeurs concernés sont donc amenés à intégrer de telles considérations de sécurité dans leurs cahiers des charges, et de concevoir leurs appareils en conséquence. De façon similaire aux autres moyens de transport civil, on peut distinguer ce qui relève de la sécurité active (capacité d'évitement de l'accident : e.g. assistances électroniques, informatiques, etc.) de ce qui relève de la sécurité passive (l'accident n'a pu être évité et on cherche à en minimiser les conséquences). L'ingénierie associée vise dans ce second cas à préserver l'intégrité de l'habitacle (pour éviter les blessures et permettre l'évacuation), et à proposer une conception permettant de diminuer les niveaux d'accélération transmises aux passagers, pouvant être cause de la perte de conscience des occupants lors du crash. Cette approche passive de l'amélioration de la sécurité s'appuie donc sur une compréhension fine et une capacité de prédiction des comportements structuraux se développant en situation de crash.

Or ces comportements diffèrent notablement lorsque l'on s'intéresse au crash sur « sol dur » (l'aéronef percute le tarmac, un obstacle au sol, etc.), ou au crash sur « sol mou », par exemple quand l'appareil s'abîme en mer. L'intérêt porté aux premiers se justifie dès lors qu'on constate que les phases les plus critiques du vol concernent celles du décollage et de l'atterrissage : les crashes dits durs s'avèrent les plus courants. Cependant, la surface du globe étant majoritairement composée d'eau, et le nombre d'aéroports en bord de mer allant en augmentant (on parle même de projets de plateformes maritimes aéroportuaires, permettant d'éviter les problèmes de nuisance sonore), les autorités et les constructeurs portent une attention croissante au cas de l'amerrissage forcé.

Les connaissances scientifiques et techniques actuelles, la performance des méthodes de calcul numérique et la puissance des ordinateurs permettent d'envisager la simulation par éléments finis de l'amerrissage d'un aéronef complet. Si la faisabilité de tels calculs est aujourd'hui admise, la validité des résultats reste à démontrer dès lors qu'on prétend

s'intéresser aux grandes déformations et prédire finement les modes de rupture de la structure. A l'échelle locale en particulier, le traitement dynamique couplé des phases solides, des phases fluides (air et eau) et de leur interaction au point d'impact de la structure peut s'avérer d'une grande complexité de résolution.

Dans l'optique de valider de telles méthodologies de simulation d'impacts hydrodynamiques, le projet européen SEAWORTH fut financé en 1995 par l'Union Européenne dans le but d'associer les compétences numériques et expérimentales de plusieurs centres et laboratoires de recherches, dont l'ONERA Centre de Lille. Le sujet du programme se limitait à l'analyse numérique d'impact de structures génériques 2D, dièdres ou plaques, sur un plan d'eau calme, et visait à la validation **physique** des modèles utilisés par les différents partenaires. La coopération aboutit en fait à une grande disparité de résultats entre les expériences réalisées et les calculs, d'une part, et entre les calculs réalisés avec différentes méthodes numériques, d'autre part. L'analyse révéla, malgré l'apparente simplicité des cas expérimentaux retenus (2D), une réelle complexité des phénomènes physiques mis en jeu (3D), finalement peu propice à l'exercice de validation fondamentale visé par le programme. En particulier, une interrogation fut levée qui concernait l'objectivité de la mesure de pression dynamique d'impact : la présence du capteur (relatif, à cavité) pouvait en effet interférer sur la valeur locale de la pression relevée.

Afin d'approfondir cette réflexion, des travaux de thèse furent alors initiés - en collaboration avec le Laboratoire d'Automatique et de Mécanique Industrielles et Humaines (LAMIH) - au Département de Mécanique du Solide et de l'Endommagement (DMSE) de l'ONERA, dans l'unité de recherche Résistance et Conception des Structures (RCS) dont l'une des deux thématiques concerne la dynamique des structures à l'impact et au crash [PORTEMONT, 2004a]. L'objectif de ces travaux était de définir un nouveau cas expérimental de validation élémentaire des outils de calculs d'interaction fluide-structure en dynamique. Dans cette étude, le problème de référence couplé fluide-structures retenu est l'impact d'une goutte d'eau sur un capteur de pression (ce qui résolvait du même coup le problème d'objectivité de la mesure, le capteur devenant la structure étudiée). Le capteur choisi était celui utilisé lors des campagnes expérimentales antérieures (SEAWORTH). Des expérimentations rigoureuses et paramétriques furent conduites, aboutissant à une base de données expérimentale de résultats de référence. Des simulations numériques par éléments finis furent également réalisées, où le moyen de mesure était fidèlement modélisé en 3D, et les résultats de calcul comparés aux essais. Pour cela un étalonnage numérique statique du modèle a été réalisé, dans l'esprit de ce qui se fait expérimentalement. L'exercice permit finalement de pointer clairement un certain nombre de limitations tant des capteurs et procédures expérimentales, que des outils de simulations et de la méthodologie elle-même. Par exemple, la nécessité de modéliser la membrane sensible du capteur de pression dans les simulations imposait de recourir à certaines hypothèses dont la légitimité ne pouvait être entièrement vérifiée (caractérisation mécanique du matériau, etc.). D'un autre côté, beaucoup des résultats expérimentaux - de prime abord singuliers - purent être physiquement expliqués alors qu'ils avaient été écartés des analyses à l'occasion du programme SEAWORTH.

Le travail présenté dans ce mémoire s'inscrit dans la poursuite du précédent et vise à l'étude et à la validation des méthodes et modèles numériques permettant de réaliser des

simulations robustes et précises des phénomènes d'impact entre fluide et solide, utilisables par l'industrie. L'objectif est à terme de permettre d'améliorer la sécurité des passagers dans le transport aérien ainsi que les connaissances dans tous les domaines technologiques concernés par les problèmes d'interaction fluide-structure en dynamique (conception navale, nucléaire, biomécanique, etc.).

La première partie du mémoire s'intéresse à l'établissement d'une synthèse des connaissances relatives à la physique des phénomènes dynamiques transitoires en interaction fluide-structure, et à leur modélisation. Elle décrit en premier lieu les problèmes spécifiques au phénomène d'impact hydrodynamique, en mettant finalement l'accent sur la présence, à l'échelle mésoscopique, d'une discontinuité « mécanique » qui sera appelé « interface fluide-structure ». Dans un second temps, les méthodes et modèles numériques qui peuvent s'avérer adaptés au traitement d'une telle interface sont présentés. Enfin, une revue et une analyse des cas de validation envisageables (analytiques et expérimentales) est effectuée, qui confirme l'intérêt des résultats de la base de données proposée. Le choix est alors fait, pour la suite des travaux, de prendre les futurs cas de validation dans la base de données expérimentales d'impact de goutte d'eau sur capteur de pression, sous réserve néanmoins d'inclure dans la réflexion initiée par cet auteur la question cruciale de la réponse dynamique propre, et donc de l'étalonnage dynamique, du capteur.

La seconde partie du travail présenté se focalise sur l'analyse de la problématique de référence. Une méthode de traitement générale des réponses expérimentales est proposée qui permet de s'affranchir de l'influence de la réponse dynamique propre du capteur mécanique sur une mesure de pression de paroi (pression dynamique locale qui serait « observée » en l'absence de capteur). L'implémentation de cette démarche est illustrée et effectuée en retenant certains des cas de référence d'impact de goutte d'eau. Le capteur alors utilisé était un capteur de pression relatif, à « chambre » (cela signifie que la membrane déformable de mesure était logée au sein d'une chambre protectrice). Il avait été mis en évidence que le (taux de) remplissage de cette chambre par divers fluides (air, eau, fluide) avait une influence importante sur le résultat de la mesure dynamique de pression lors d'impacts de gouttes d'eau sur celui-ci. Dans ce cas, le système mécanique de mesure de pression n'est en fait plus trivial (le seul capteur), mais compliqué par la présence de ces fluides dans la chambre. Un protocole expérimental d'étalonnage dynamique au tube à choc de ce système mécanique (capteur de pression à chambre emplie d'eau) est donc proposé et mis en œuvre dans un premier temps. Sur la base de ces essais, une méthode de traitement numérique des signaux est ensuite programmée : en effet, les lois physiques permettent de décrire le diagramme théorique d'établissement des champs de pression dynamique au sein d'un tel tube à choc. Une fois transposés dans le domaine fréquentiel, il est donc envisageable en comparant la théorie au résultat expérimental, de remonter à la fonction d'influence du capteur sur la mesure de pression. Une fois cette fonction de transfert dynamique établie, il est possible de traiter les résultats d'essais d'impact de goutte d'eau par méthode inverse, et de déduire les réponses de pression de contact dynamique qu'on aurait observé en l'absence de capteur, c'est-à-dire en situation d'impact sur plaque plane.

La troisième partie s'intéresse alors à l'évaluation des méthodes numériques de simulation de problèmes dynamiques couplés fluide-structure par rapport aux résultats expérimentaux ainsi traités, en s'intéressant à la modélisation de l'impact d'une goutte sur une structure plane. Une méthodologie de comparaison expérimental-numérique est dans un premier temps définie, afin de s'assurer que la grandeur expérimentale, la pression subie par la paroi, est bien comparée à une grandeur numérique adéquate. Sans prétention à être exhaustif, différentes formulations (Éléments Finis, ALE et SPH) et différentes modélisations de l'interface (continue ou non) disponibles dans les codes de calcul accessibles dans le laboratoire sont ensuite utilisées. Ces calculs confirment la divergence des résultats obtenus selon les méthodes employées (cf. SEAWORTH), mais permettent de mieux expliquer ces différences. Enfin, et sous réserve de prendre quelques précautions, la méthode ALE utilisant une discrétisation spatiale continue à l'interface s'avère donner les meilleurs résultats par rapport aux résultats expérimentaux retenus pour l'exercice. Malheureusement, cette approche est sans doute la plus délicate à mettre en œuvre si l'on veut l'appliquer à la simulation de l'amerrissage d'un avion.

CHAPITRE 1. BIBLIOGRAPHIE : LA DYNAMIQUE TRANSITOIRE EN INTERACTION FLUIDE-STRUCTURE

INTRODUCTION

Le problème de l'impact hydrodynamique est un problème complexe nécessitant l'utilisation de méthodes adaptées. La difficulté de traitement provient de la coexistence de différents milieux, fluide, gaz et solide déformable, et de leurs interactions induites. Les méthodes numériques actuelles étant capables, pour des problèmes courants, de modéliser correctement une phase unique, leur extension à la modélisation complète d'un problème dynamique d'interaction fluide-structure fait l'objet de nombreux travaux de recherche. Il existe ainsi de nombreuses méthodes numériques, ayant chacune avantages et inconvénients.

Afin d'évaluer leur capacité à décrire correctement le phénomène, une étape de validation s'avère nécessaire. Cette validation peut se faire en comparant les résultats numériques avec des résultats expérimentaux et/ou analytiques. Ce présent chapitre a donc pour intérêt d'émettre un axe de recherche dans cette étape de validation, tout d'abord en présentant les problèmes spécifiques à un problème d'impact hydrodynamique. Ensuite, les méthodes numériques adaptées au traitement de ce type de problème sont présentées, avec un accent mis sur la modélisation de l'interface, centre des difficultés de représentation du réel. Enfin, une analyse de l'existant des méthodes de validation envisageables, analytiques et numériques, est réalisée.

1.1. Analyse générale de la problématique de l'impact hydrodynamique

1.1.1. *Dynamique transitoire et interaction fluide-structure - Généralités*

La compréhension des phénomènes transitoires, type impact ou crash, mettant en jeu des phases liquide, solide et gazeuse, s'avère relativement difficile. D'un côté, l'aspect multiphasique nécessite l'emploi de théories adaptées et éprouvées pour chacun des milieux. La difficulté réside dans la juxtaposition de ces théories, c'est à dire du couplage effectué entre certaines variables représentatives. Même si chacune de ces phases peut globalement être traitée via la théorie de la Mécanique des Milieux Continus, des différences notables de traitement apparaissent rapidement, suivant que l'on emploie la théorie des solides, la théorie des fluides incompressibles ou celle des fluides compressibles. De plus, cette coexistence de différents milieux induit l'apparition de discontinuités physiques apparentes (à l'échelle macroscopique) délicates à gérer.

De l'autre, l'aspect transitoire entraîne aussi une certaine complexité de traitement. En premier lieu, d'un point de vue expérimental, la rapidité des phénomènes observés nécessite des moyens et des précautions adéquats. Du point de vue numérique, l'évolution des différents domaines spatiaux implique une modification rapide, voire même la création, d'interfaces complexes entre les différentes phases, qui implique une discrétisation temporelle du calcul d'autant plus fine que le phénomène étudié est rapide en plus d'être non-linéaire.

Illustrons ces propos via l'exemple d'un amerrissage (Figure 1.1) : ce cas comprend une structure (l'aéronef), un fluide incompressible (l'eau) ainsi qu'un fluide compressible (l'air). L'ordre de grandeur de la composante verticale de la vitesse de l'avion est de 2m/s, alors que la composante horizontale avoisine les 60 m/s. Sur un plan d'eau calme, la composante verticale est prépondérante dans l'étude de l'impact. Par contre, sur une mer agitée, la composante horizontale revêt aussi une certaine importance : l'avion peut percuter de plein fouet une vague. Dans ce type d'impact, l'air ne peut être négligé, contrairement à d'autres situations : avant l'impact de l'avion sur l'eau, une compression de l'air situé entre la coque et le liquide se produit, modifiant la surface libre de l'eau, et l'attitude de l'appareil (effet « coussin d'air »). Cette phase de compression est suivie de l'impact proprement dit : le contact entre la structure et l'eau génère l'apparition d'une interface eau/ structure. Ce contact crée alors un chargement sur la structure de l'aéronef susceptible de déformer et d'endommager cette dernière, modifiant sa géométrie et son comportement.

Au travers de cet exemple, on s'aperçoit que chaque phase doit être étudiée avec les outils théoriques appropriés, tout en assurant un traitement efficace de la globalité du phénomène.

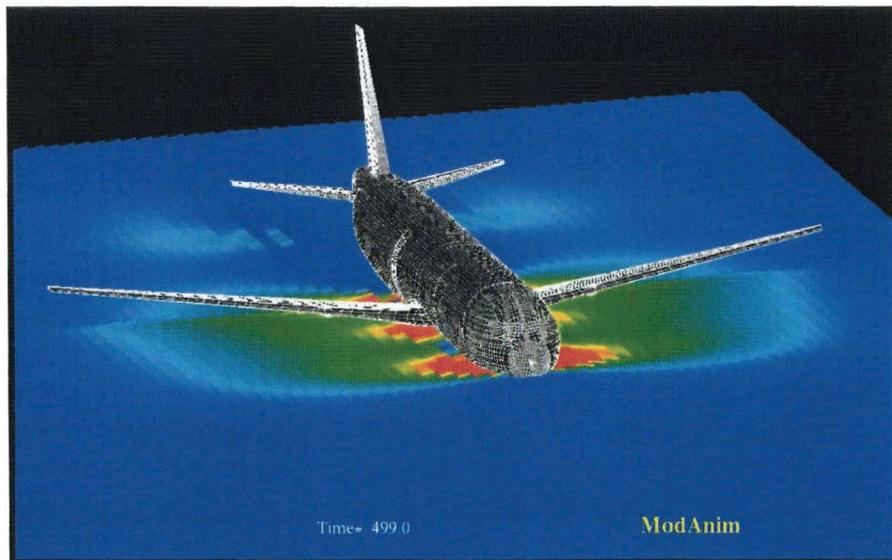


Figure 1.1 : Modèle E.F. de l'amerrissage d'un avion commercial [ORTIZ, 2004]

1.1.2. Différences élémentaires entre théories fluide et solide en mécanique des milieux continus

Ce paragraphe, reprenant les équations de bases de la mécanique des milieux continus, a pour objet de mettre en évidence les principales différences entre la théorie de l'élasticité linéaire des solides et celle de la mécanique des fluides.

1.1.2.1. Approche Lagrangienne et formulation en déplacement en mécanique du solide

Lorsque l'on s'intéresse à un solide, l'observateur suit le comportement du matériau en se référant à l'instant initial où le solide n'est pas déformé. Cette description est notée description Lagrangienne totale : l'évolution d'une grandeur G associée à un point matériel $M(x_1(t), x_2(t), x_3(t))$ peut être exprimée mathématiquement en fonction de sa position initiale $M_0(x_1^0, x_2^0, x_3^0)$ et du temps t :

$$G = G(x_1^0, x_2^0, x_3^0, t) \quad (1.1)$$

Les équations locales de conservation sont alors formulées en déplacement \mathbf{U} :

$$\left\{ \begin{array}{l} \mu \Delta \mathbf{U} + (\lambda + \mu) \bar{\nabla} \cdot (\nabla \mathbf{U}) + \mathbf{F}_e = \rho \frac{\partial^2 \mathbf{U}}{\partial t^2} \\ \bar{\bar{\boldsymbol{\varepsilon}}} = \frac{1}{2} (\nabla \mathbf{U} + (\nabla \mathbf{U})^T) \\ + \text{Loi de comportement : } \bar{\bar{\boldsymbol{\sigma}}} = f(\bar{\bar{\boldsymbol{\varepsilon}}}) \end{array} \right. \quad (1.2)$$

où ρ représente la masse volumique, $\bar{\bar{\boldsymbol{\varepsilon}}}$ le tenseur d'ordre 2 des déformations, $\bar{\bar{\boldsymbol{\sigma}}}$ le tenseur d'ordre 2 des contraintes de Cauchy, λ, μ les coefficients de Lamé, et \mathbf{F}_e la somme des forces extérieures appliquées sur le volume élémentaire considéré.

1.1.2.2. Approche Eulérienne et formulation en vitesse en mécanique des fluides

La description des phénomènes est dans ce cas différente. On ne suit pas un point matériel du milieu au cours du temps mais on observe ce qui se passe en un point géométrique de l'espace au cours du temps. Cette description est nommée Eulérienne : l'évolution d'une grandeur G en un point M de coordonnées spatiales géométriques (x_1, x_2, x_3) est exprimée en fonction de cette position et du temps :

$$G = G(x_1, x_2, x_3, t) \quad (1.3)$$

Les équations de conservation sont formulées en vitesse \mathbf{V}_f (ici sous leur forme la plus générale) :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{V}_f) = 0 \\ \rho \left(\frac{\partial \mathbf{V}_f}{\partial t} + \frac{1}{2} \bar{\nabla} \mathbf{V}_f^2 + \overrightarrow{\text{rot}}(\mathbf{V}_f \wedge \mathbf{V}_f) \right) = \bar{\mathbf{f}} + \mu \Delta \mathbf{V}_f - \bar{\nabla} P \\ \rho C_p \left(\frac{\partial T}{\partial t} + \mathbf{V}_f \cdot \bar{\nabla} T \right) - \alpha T \frac{\partial P}{\partial t} = \Phi_\mu + \Phi_s + \nabla \cdot (\bar{\bar{\boldsymbol{\lambda}}} \cdot \bar{\nabla} T) \\ + \text{équation d'état : } f(P, V, T) = 0 \end{array} \right. \quad (1.4)$$

où ρ est la masse volumique du fluide, μ la viscosité dynamique, P la pression, T la température, C_p la capacité calorifique du fluide à pression constante, α le coefficient de

dilatation isobare, Φ_s le flux d'énergie interne (radioactivité, effet Joule, etc.), Φ_μ le flux de dégradation d'énergie mécanique en chaleur, et $\overline{\lambda}$ le tenseur de conductivité thermique.

1.1.2.3. Différences élémentaires entre les approches solide et fluide de la Mécanique des Milieux Continus

Une fois ces deux différentes approches de la mécanique des milieux continus posées, les méthodes numériques associées sont scindées en deux grandes familles :

- la description Lagrangienne fait partie des fondements de la théorie des Éléments Finis, théorie actuellement généralisée dans l'étude de la mécanique du solide.

- la description Eulérienne est à la base de l'élaboration de la théorie des Volumes Finis, théorie généralement appliquée aux traitements des écoulements fluides, que ce soit dans le cas compressible ou incompressible.

Il semblerait assez naturel que chacune des phases concernées soit modélisée par les équations et selon les formalismes présentés ci-dessus. Cependant, pour modéliser l'ensemble des phénomènes, la frontière entre les différentes phases, communément appelée interface, doit également, en présence des deux milieux fluide et solide, être décrite. La modélisation de cette discontinuité représente une difficulté majeure dans l'étude des impacts couplés fluide-structure.

1.1.3. Les interfaces : définition et difficultés de modélisation

Dans l'étude de l'impact hydrodynamique, la compréhension et la modélisation des mécanismes interfaciaux séparant deux phases, que ce soit l'interface eau-structure ou l'interface eau-air, s'avèrent difficile à atteindre. En effet, une interface correspond à une discontinuité matérielle réelle, ce qui est peu aisé à traiter avec les modèles numériques actuels. De plus, la forme et la position de cette interface sont en constante et rapide évolution.

Deux types de discontinuités sont de plus à considérer : l'interface séparant le milieu fluide du milieu gazeux, et celle séparant le milieu solide du milieu fluide. L'interaction entre le gaz et le solide étant négligeable dans ce type de problème, contrairement par exemple à un problème d'aéroélasticité classique, l'interface séparant les deux milieux peut être modélisée de façon simplifiée.

1.1.3.1. Interface Eau-Air

Ce type d'interface, bien connue en mécanique des fluides, est gérée par les forces de tensions superficielles. Ces forces s'appliquent à l'échelle moléculaire. En effet, au sein d'un liquide, une molécule est soumise de la part des autres à des forces de Van Der Waals,

d'origine électromagnétique, variant en r^{-7} [PEREZ, 2001]. Ce type d'interaction décroît très rapidement, et peut être négligé au-delà d'une distance équivalente à une dizaine de nanomètres. Au sein d'un liquide isotrope, ces forces s'équilibrent. A la surface de séparation de deux fluides, la situation est différente ; en particulier l'isotropie des forces de Van Der Waals agissant sur une molécule n'est plus vérifiée. Pour augmenter la surface d'un liquide, il faut par conséquent fournir un travail dW proportionnel à l'extension dS de cette surface.

$$dW = \sigma dS \quad (1.5)$$

Le coefficient de proportionnalité σ correspond au coefficient de tension superficielle (appelé aussi coefficient de tension de surface), et s'exprime en $N.m^{-1}$. Il dépend de la nature du liquide, du milieu en contact avec ce liquide ainsi que de la température. Pour une interface eau/air à une température de 20°C, ce coefficient de tension superficielle a pour valeur $\sigma = 7.27 \cdot 10^{-2} N \cdot m^{-1}$.

La force de tension superficielle F_s associée vérifie $dW = F_s \cdot dx$ et $dS = l \cdot dx$ où l est la longueur de la ligne de molécules à la surface. L'équation (1.5) nous permet alors d'écrire :

$$F_s = \sigma \cdot l \quad (1.6)$$

Et en projetant cette relation sur la normale à la surface, et en notant κ la courbure locale, il vient :

$$F_s \cdot \mathbf{n} = \sigma \kappa \quad (1.7)$$

La modélisation des forces de tension superficielle est réalisée dans l'équation de conservation de la quantité de mouvement, en y injectant l'équation (1.6) [GUEYFFIER, 2000]. L'équation (1.7) permet d'équilibrer le saut de contrainte à l'interface.

1.1.3.2. Interface Eau Structure

Les forces de tension superficielles vues précédemment dépendent des deux milieux en contact : la présence du solide modifie l'équilibre moléculaire du liquide. Mais contrairement au cas précédent, la forme de la surface libre n'est pas déterminée par la minimisation de l'énergie moléculaire (énergie associée aux forces de Van Der Waals). Le fluide épouse la surface solide avec lequel il est en contact. On a donc bien, sauf cas particulier où des changements de phase du liquide se produisent sous l'énergie de l'impact [HAMMIT, 1980], la présence d'une interface eau-structure.

L'aspect du matériau, et notamment sa rugosité, joue un rôle non négligeable sur les efforts s'exerçant à l'interface : après l'impact, lorsque l'eau s'écoule parallèlement à la paroi solide, cette rugosité s'oppose à l'écoulement, et peut participer à la dissipation de l'énergie de l'impact ([REIN, 1993], [LESSER and FIELD, 1983]). Ainsi, en fonction de la nature de la surface impactée (polie ou rugueuse par exemple), l'impact d'une goutte d'eau par exemple (Fig. 1.2) peut entraîner 3 phénomènes différents : le rebond, l'étalement ou l'éclaboussure.

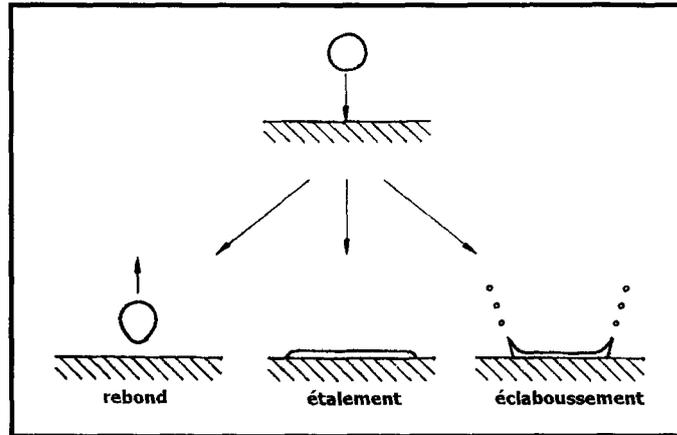


Figure 1.2 : Impact d'une goutte sur une surface solide :
Rebond, étalement et éclaboussement ([REIN, 1983])

A l'échelle d'un impact hydrodynamique, les considérations microstructurales ne sont généralement pas prises en compte. Leur présence est introduite au travers d'une discontinuité des variables du milieu continu, maîtrisée par des considérations purement mécaniques. Classiquement, cette interface vérifie donc une condition cinématique et une condition dynamique [GUIMET, 1998], sous hypothèse de non transfert de masse. En notant $\Gamma_{F/S}$ l'interface, \mathbf{x} la position spatiale d'un point de cette interface et t le temps, la condition de continuité des vitesses sur l'interface s'écrit :

$$\forall t \in]0, T], \quad \forall \mathbf{x} \in \Gamma_{F/S} \quad \mathbf{V}_f(\mathbf{x} + \mathbf{U}(\mathbf{x}, t), t) = \frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t}(\mathbf{x}, t) \quad (1.8)$$

où \mathbf{V}_f représente la vitesse du fluide et \mathbf{U} le déplacement de la structure. Cette relation traduit le fait que le fluide adhère à la paroi et est communément appelée condition cinématique.

Une seconde condition peut être écrite sur l'interface, qui obéit à la loi de l'action et de la réaction :

$$\forall t \in]0, T], \quad \forall \mathbf{x} \in \Gamma_{F/S} \quad \overline{\overline{\mathbf{T}}}_f(\mathbf{V}_f, p)(x, t) = \overline{\overline{\boldsymbol{\sigma}}}_s(\mathbf{U}) \cdot \mathbf{n}(x, t) \quad (1.9)$$

avec $\overline{\overline{\mathbf{T}}}_f(\mathbf{V}_f, p)$ le tenseur des contraintes fluide et $\overline{\overline{\boldsymbol{\sigma}}}_s(\mathbf{U})$ le tenseur de Cauchy des contraintes dans la structure. Cette relation traduit l'égalité des contraintes normales à l'interface, et est généralement appelée condition dynamique.

Ces deux conditions permettent de multiples mises en équation du couplage entre le domaine fluide et le domaine structure : on peut en effet envisager la subordination du domaine fluide au domaine solide suivant l'une et ou l'autre de ces deux conditions, ou vice versa.

1.1.4. Paramètres déterminant de la problématique de l'impact hydrodynamique

Différents paramètres peuvent encore caractériser un impact entre un solide et un fluide. On peut déjà citer les propriétés mécaniques des phases mises en jeu dans le phénomène : la structure peut être rigide ou élastique, alors que le fluide peut-être considéré incompressible (eau) ou compressible (eau, air), visqueux ou non. Un autre paramètre influent, et non des moindres, est la vitesse d'impact V_i . Suivant cette vitesse de collision, les hypothèses et donc les théories employées peuvent différer notablement. En effet, un impact à haute vitesse, c'est à dire correspondant usuellement à plusieurs centaines de mètres par seconde, ne peut être traité de la même façon qu'un impact à vitesse moins élevée, de l'ordre du mètre par seconde. L'évolution des propriétés mécaniques du liquide est en effet dépendante de cette vitesse d'impact. A faible vitesse, l'hypothèse d'incompressibilité du liquide est légitime et souvent vérifiée, alors qu'à grande vitesse, l'onde de compressibilité générée lors de l'impact est suffisamment importante pour modifier la densité volumique ρ du liquide.

La considération de la variation ou non de la densité volumique du fluide est primordiale car la pression maximale exercée est de l'ordre de la pression dynamique $\frac{1}{2}\rho V_i^2$ pour le cas incompressible alors que dans un cadre compressible, cette même surpression atteint des valeurs de l'ordre de la pression acoustique $\rho C V_i$, où C est la vitesse de propagation de l'onde acoustique dans le liquide.

Il existe ainsi différentes combinaisons d'hypothèses plus ou moins simplificatrices. On peut ainsi lister quatre combinaisons possibles d'impact, et les multiplier en fonction du nombre de phases en présence :

- Fluide compressible/ Structure rigide,
- Fluide incompressible/ Structure rigide,
- Fluide compressible/ Structure déformable,
- Fluide incompressible/ Structure déformable.

En particulier, suivant les conditions de l'impact, la présence d'air entre la phase solide et la phase liquide peut être ou non considérée. Cette prise en compte de l'air rend l'étude du phénomène plus complexe. Il est donc judicieux de connaître dans quelles limites la présence d'air influence la réponse du solide au chargement.

La géométrie du problème étudié, que ce soit au niveau de la surface libre du liquide ou au niveau de la forme de la structure, constitue un paramètre déterminant concernant la nécessité ou non de traiter la présence de l'air. Considérons l'impact d'un solide sur un plan d'eau ; la géométrie du solide peut ou non favoriser l'écoulement de l'air situé entre lui et l'eau vers l'extérieur. Si l'air peut être emprisonné entre ces deux phases, il se comprime et modifie la surface libre du liquide, ce qui peut diminuer l'intensité du choc.

1.1.5. Synthèse sur la problématique générale de l'impact hydrodynamique

Dans cette partie, les difficultés inhérentes aux problèmes d'interaction fluide-structure en dynamique ont été rappelées dans leur généralité. Dans un premier temps l'accent

a été mis sur les formulations habituellement employées pour modéliser un fluide ou un solide, et plus particulièrement sur la méthode de description du milieu continu. La description eulérienne est communément employée pour étudier le fluide alors que le solide est décrit de manière Lagrangienne. La notion d'interface a été ensuite brièvement introduite, et l'importance de sa considération évoquée. Enfin, une tentative d'allégorisation des différents cas d'impacts a été réalisée. Ce classement met en évidence la multitude d'approches qu'il peut être nécessaire de considérer dans l'étude des problèmes.

Actuellement, les moyens de simulation rendent accessible l'étude de ces phénomènes. Cependant, étant donné les caractéristiques multi-physiques de l'impact hydrodynamique, la complexité de l'approche numérique à retenir peut fortement varier. Afin d'effectuer une modélisation numérique la plus représentative possible, cette approche doit considérer les paramètres physiques prépondérants, notamment l'influence de la vitesse d'impact sur les hypothèses à émettre (compressibilité des fluides, loi de comportements des solides, prise en compte de l'air). L'importance d'une représentation correcte des interfaces doit aussi être considérée. Dans la suite du présent travail, le choix de telles ou telles méthodes sera donc dépendant de sa capacité à intégrer les exigences énoncées précédemment.

1.2. Méthodes numériques et résolution des problèmes d'interaction fluide-structure

Les méthodes numériques permettant de simuler les impacts d'un fluide sur un solide déformable sont diverses et variées [ANGHILERI, 2005] [SEDDON, 2006]. En effet, chaque phase, fluide ou solide, fit historiquement l'objet du développement d'outils spécifiques, et leur possible combinaison/adaptation engendre une multiplicité de développements possibles pour le traitement des problèmes couplés. Dans un premier temps, les méthodes employées pour modéliser un milieu continu sont donc présentées. Ensuite, dans la problématique d'interaction fluide-structure, inhérente aux problèmes d'impact hydrodynamique, cette analyse est étendue aux méthodes numériques dédiées au traitement des problèmes couplés fluide-structure. Enfin, après avoir défini la notion d'interface numérique, les méthodes permettant de gérer ces discontinuités sont présentées.

1.2.1. Modélisation des milieux continus

Le but ici n'étant pas de dresser une liste exhaustive de toutes les méthodes de modélisation, seules les plus usitées et les plus aptes à une utilisation industrielle postérieure sont décrites.

1.2.1.1. Méthode des Éléments Finis

La méthode des Éléments Finis, largement utilisée en mécanique est basée sur une description Lagrangienne. La vitesse des nœuds est égale à la vitesse du matériau, qui dans le cas présent peut être de l'eau, de l'air ou une structure. Or les particules fluides peuvent être

soumises à de grands déplacements générant une grande déformation des éléments associés. La matrice Jacobienne d'un tel élément est alors sujette à l'apparition de singularités. Cette discontinuité contribue alors à la création d'erreurs faussant les résultats numériques.

On peut toutefois effectuer des simulations d'impact hydrodynamique en utilisant la méthode éléments finis (en négligeant la présence d'air qui rendrait le problème encore plus délicat). Le calcul s'arrête alors quand les éléments constitutifs de la phase liquide s'avèreront trop déformés [RAVIART, 1981] [ZIENKIEWICZ, 1991].

1.2.1.2. Méthode des Volumes Finis

Cette méthode numérique est la méthode la plus couramment usitée par les mécaniciens des fluides : dans le cas le plus simple, le maillage est de type Eulérien, et on s'intéresse particulièrement aux différents flux traversant une maille de la discrétisation spatiale.

Pour illustrer brièvement cette méthode, considérons les équations d'Euler du fluide, c'est à dire les équations de Navier Stokes dans lesquelles la viscosité et la conductivité thermique ont été négligées :

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_{\Omega} U \, d\tau + \oint_S \vec{F} \cdot \vec{dS} = 0 \quad (1.10)$$

avec $\mathbf{U} = \begin{pmatrix} \rho \\ \rho \mathbf{V} \\ \rho E \end{pmatrix}$ le vecteur d'état et $\mathbf{F} = \begin{pmatrix} \rho \mathbf{V} \\ \rho \mathbf{V} \otimes \mathbf{V} + p \mathbf{I} \\ \rho \mathbf{V} \left(E + \frac{p}{\rho} \right) \end{pmatrix}$ le vecteur de flux.

La première étape de la construction de cette méthode est la discrétisation du domaine de calcul en une partition de volumes élémentaires appelés mailles ou cellules et notées Ω_j .

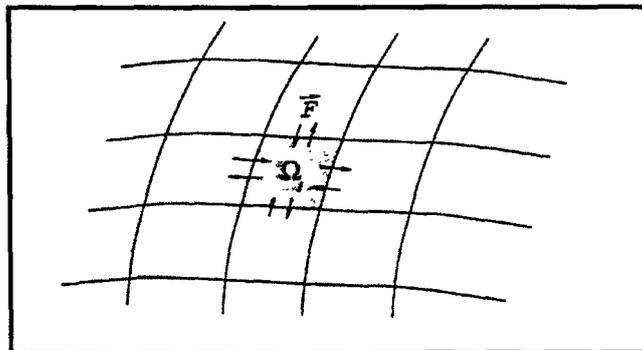


Figure 1.3 – Discrétisation spatiale du domaine de calcul

La résolution numérique des équations suivant la méthode des Volumes Finis consiste à appliquer la forme intégrale de l'équation de conservation (1.10) à la maille Ω_j . On a donc :

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_{\Omega_j} U d\tau + \oint_{S_j} \mathbf{F} \cdot \mathbf{dS} = 0 \quad (1.11)$$

soit :

$$\frac{\partial}{\partial t} (\Omega_j U_j) + \sum_{faces} (\mathbf{F} \cdot \mathbf{S}) = 0 \quad (1.12)$$

où

- U_j représente la valeur moyenne du vecteur d'état U sur le volume Ω_j , définie par :

$$U_j = \frac{1}{\Omega_j} \int_{\Omega_j} U d\tau \quad (1.13)$$

- \mathbf{S} est le vecteur surface porté par la normale à chaque face de la cellule Ω_j , de module l'aire de la surface considérée,
- l'expression du flux \mathbf{F} dépend du schéma numérique utilisé ainsi que des vecteurs d'état des cellules voisines.

Cette méthode de type eulérienne est bien adaptée à l'étude des milieux fluides. Certains travaux relatent des tentatives d'appliquer cette formulation aux milieux solides, bien que la méthode des Volumes Finis pour les solides soit moins précise que celle des Éléments Finis de Galerkin pour les problèmes elliptiques [ZIENKIEWICZ, 1991] [ONATE, 1994].

1.2.1.3. Méthode Lagrange Euler associée (ALE)

La méthode Lagrange Euler associée, appelée généralement méthode ALE (pour Arbitrary Lagrange Euler) est une variante de la méthode Éléments Finis. Cette méthode consiste à résoudre rigoureusement les équations de la mécanique écrites pour un maillage présentant une vitesse arbitraire $\mathbf{U}_m(x)$ en chacun de ses points [DONEA, 1986]. Lorsque $\mathbf{U}_m = \vec{0}$ le maillage est fixe et le traitement se ramène à un traitement purement Eulérien. Lorsque $\mathbf{U}_m = \mathbf{u}$ où \mathbf{u} est la vitesse des particules (vitesse matérielle) du domaine étudié, la résolution se ramène à un traitement purement Lagrangien.

Considérons un volume élémentaire continu V , et V_0 ce même volume à l'instant initial, les équations de conservation sur le volume actuel s'écrivent :

$$\left\{ \begin{array}{l} \partial_t \left[\int_V \rho dV \right] = 0 \\ \partial_t \left[\int_V \rho \mathbf{u} dV \right] = \int_V [\vec{\nabla} \cdot \bar{\bar{\sigma}} + \rho \mathbf{G}] dV \\ \partial_t \left[\int_V \rho E dV \right] = \int_V [\vec{\nabla} \cdot (\bar{\bar{\sigma}} \cdot \mathbf{u}) + \rho \mathbf{G} \cdot \mathbf{u} + Q] dV \end{array} \right. \quad (1.14)$$

Soit J le jacobien de la transformation qui associe au volume actuel V le volume initial V_0 . La dérivée particulaire d'une quantité F (relative au volume V) se déplaçant avec une vitesse \mathbf{U} s'écrit :

$$\partial_t F(x,t)|_{x_0} = (\partial_t + \mathbf{U} \cdot \vec{\nabla})F = \partial_t^U F \quad (1.15)$$

On peut démontrer que la dérivée particulaire du jacobien s'écrit :

$$\partial_t^U J = J \cdot \nabla \mathbf{U} \quad (1.16)$$

Les équations de conservation (1.13) peuvent ainsi être écrites dans un volume évoluant à une vitesse \mathbf{U}_m :

$$\left\{ \begin{array}{l} \partial_t^U \rho + (\mathbf{u} - \mathbf{U}_m) \cdot \nabla \rho + \rho \vec{\nabla} \cdot \mathbf{u} = 0 \\ \rho (\partial_t^U \mathbf{u} + (\mathbf{u} - \mathbf{U}_m) \cdot \nabla \mathbf{u}) = \vec{\nabla} \cdot \bar{\bar{\sigma}} + \rho \mathbf{G} \\ \rho (\partial_t^U E + (\mathbf{u} - \mathbf{U}_m) \cdot \nabla E) = \vec{\nabla} \cdot (\bar{\bar{\sigma}} \cdot \mathbf{u}) + \rho \mathbf{G} \cdot \mathbf{u} + Q \end{array} \right. \quad (1.17)$$

Notons que ce système est écrit sous forme non conservative. La principale difficulté dans la résolution numérique de ce système concerne le calcul des termes relatifs $(\mathbf{u} - \mathbf{U}_m)$. En effet, l'étape de remaillage peut être effectuée au même instant que l'étape de calcul des champs [DONEA, 1986] [BELYTSCHKO, 1978] ou alors réalisée après un calcul purement Lagrangien [HIRT, 1974]. La première méthode est numériquement plus précise, dans le sens où l'ordre en temps est de 2, contre 1 pour la méthode de Hirt. Cependant, la décomposition en deux étapes s'avère mécaniquement plus précise, car les pressions Lagrangiennes sont connues de façon exacte à chaque pas de temps.

Illustrons l'avantage de la méthode ALE, en nous intéressant au cas du problème de Taylor (impact d'une barre d'acier sur un plan rigide). On s'aperçoit que la méthode ALE permet de mieux traiter les grandes déformations, sans que les éléments ne dégèrent géométriquement. Le calcul peut ainsi être mené plus facilement à son terme.

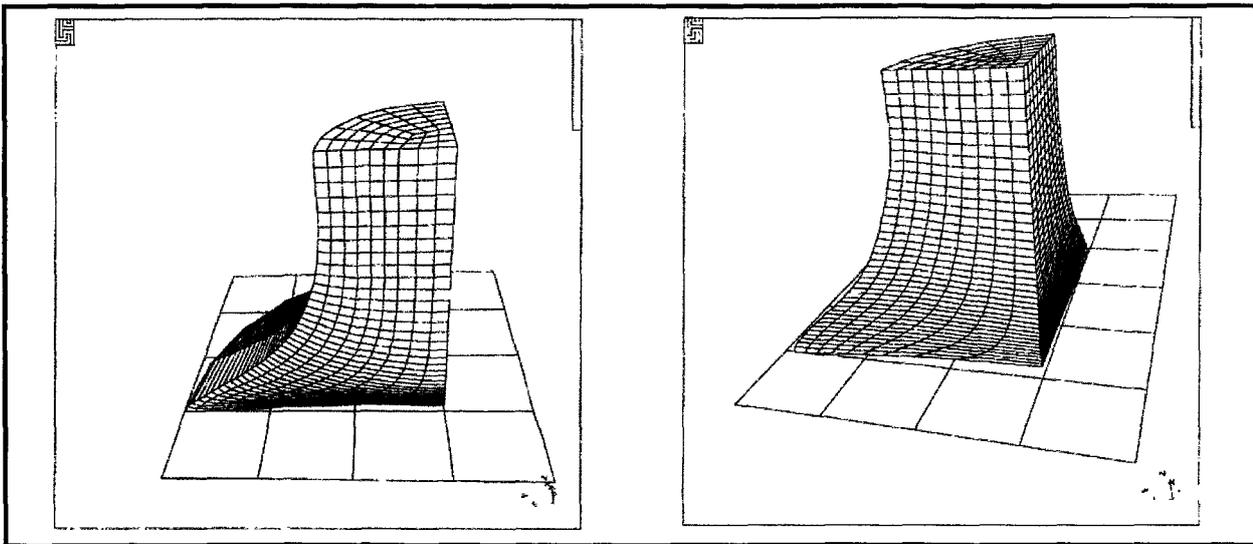


Figure 1.4 : Simulation de l'impact de la barre de Taylor, modélisation lagrangienne et ALE [SOULI, 2000].

Néanmoins, un désavantage de cette méthode concerne sa précision, qui est moindre. En effet, le fait de transporter les champs à travers le maillage introduit une erreur relative plus ou moins importante suivant le schéma numérique d'advection utilisé. Un schéma classique d'advection, type Godunov ou « donor cell », est d'ordre 1 en espace, alors que l'emploi du schéma de Van Leer permet d'atteindre un ordre 2 [GODUNOV, 1959] [VAN LEER, 1977]. De plus, l'algorithme nécessite une étape supplémentaire consistant à définir le nouveau maillage et la résolution d'une équation d'advection, ce qui en termes de temps de calcul représente un coût non négligeable.

1.2.1.4. Méthode du lissage particulaire pour l'hydrodynamique (SPH)

La méthode SPH est une méthode lagrangienne proposée par Lucy en 1977 [LUCY, 1977] pour résoudre des problèmes d'astrophysique. Cette méthode a ensuite été améliorée par Monaghan et Gingold [GINGOLD et MONAGHAN, 1977] [MONAGHAN, 1994]. Le principe général de cette méthode est de définir une fonction d'interpolation sur le domaine entier. Chaque particule de matière (particule SPH) représente un point d'interpolation, où toutes les « propriétés » sont connues. Le milieu continu est ainsi discrétisé par des nœuds, auxquels on attribue suivant le problème une taille et une masse spécifique. Chaque nœud est influencé par ses voisins, c'est à dire par les nœuds situés dans un domaine d'influence prédéfini. Cette influence est de plus pondérée par une fonction spatiale gaussienne : les particules les plus proches interagissant de façon plus notable sur le noyau que les particules plus éloignées. L'absence de maille E.F. permet à la méthode de traiter, malgré l'approche Lagrangienne, de très grandes déformations. L'approximation particulaire est définie comme suit :

Soit f une fonction réelle, définie dans \mathcal{R}^d . On note $\Pi^h f$ l'approximation particulaire régularisée de f :

$$\Pi^h f(x) = \sum_{j \in P} w_j f(x_j(t)) W(x - x_j(t), h) \quad (1.18)$$

où $(x_i(t), w_i(t))_{i \in P}$ désigne un ensemble de particules indexé par $i \in P$, avec $x_i(t)$ la position de la particule et $w_i(t)$ son poids. W représente le noyau régularisant, répartissant l'influence spatiale des voisins :

$$W(x, h) = \frac{1}{h^d} \theta\left(\frac{\|x\|}{h}\right) \quad (1.19)$$

où θ est une fonction de coupure (cut-off) dont le profil est représenté sur la figure suivante.

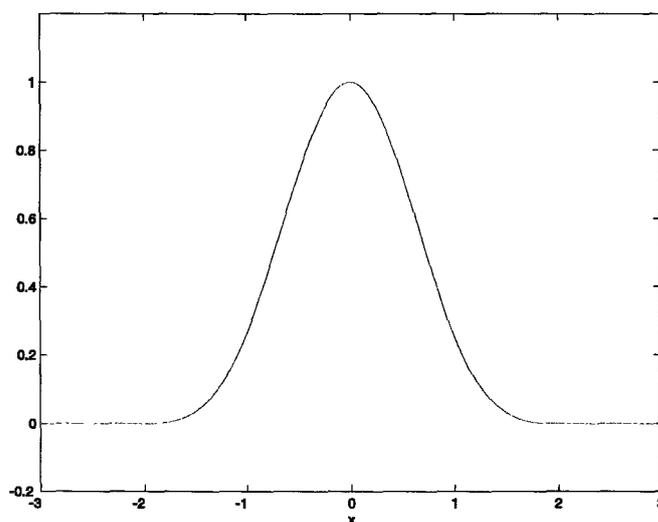


Figure 1.5 : Représentation de la fonction d'influence spatiale.

h représente la longueur de lissage, permettant de définir la taille topologique du domaine d'influence.

Cette méthode, par son absence de maillage classique, permet de traiter les problèmes où les déformations sont importantes, comme par exemple le comportement d'un matériau à une explosion [LACOME, 1998].

1.2.1.5. Conclusion

Les méthodes numériques présentées dans cette partie ont été développées dans l'intention première de modéliser le comportement d'un milieu continu monophasé. Il existe d'autres méthodes de modélisation numérique des continus, comme la méthode des éléments frontières (« Boundary Elements Method »), la méthode du point Fini (« Finite Point Method ») [BREBBIA, 1980] [ONATE, 2001] ou encore la méthode des éléments Finis naturels (« Natural Element Method ») [SUKUMAR, 1998][YVONNET, 2006]. La méthode des éléments frontières fut notamment appliquée au problème d'impact de dièdre sur plan d'eau [ZHAO et FALTINSEN, 1993]. Sa présentation n'est cependant pas faite dans ce

présent travail, étant donné sa trop grande spécificité, et son emploi trop éloigné des attentes industrielles.

Dans le cadre d'un impact hydrodynamique, où deux ou trois phases sont en présence, il existe donc plusieurs combinaisons de résolutions possibles. Il peut en effet être envisagé de modéliser le problème complet avec une unique méthode ou en couplant judicieusement ces méthodes. Dans ce présent travail, le domaine solide sera modélisé avec la méthode des éléments finis, étant donné la généralisation de cette méthode pour les simulations purement solide. Le nombre de combinaisons possibles devient alors plus abordable. Il existe cependant plusieurs méthodes de couplage solide élément fini-fluide.

1.2.2. Méthodes numériques pour le traitement des problèmes couplés fluide-structure

1.2.2.1. Couplage de codes

La première façon de procéder à une modélisation numérique des problèmes couplés fluide-structure est d'effectuer un couplage de code. Le domaine solide Ω_s est totalement calculé avec un code dédié (généralement Éléments Finis) alors que le domaine fluide Ω_f est étudié avec un code adapté aux grandes déformations fluide (généralement Volumes Finis ou ALE). Les équations de condition cinématique et dynamique (1.8) et (1.9) permettent les passages d'informations d'un domaine à l'autre.

Les temps caractéristiques de discrétisation temporelle étant différents dans chaque milieu (vitesse de propagation des ondes différentes dans le fluide et la structure), différents schémas numériques de résolutions temporelles ont été employés. Ces schémas sont dénommés « schémas partitionnés ». Les équations de conservations ne sont pas résolues au même pas de temps : les champs sont calculés par exemple sur le domaine solide, puis après une mise à jour de la frontière, les champs sont calculés sur le nouveau domaine fluide. Ils ont l'avantage de minimiser le temps de calcul, mais au détriment d'un mauvais échange énergétique entre les domaines fluides et solides [MICHLER et BRUMMELEN, 2003] [BRUMMELEN, 2003].

Dans la suite de ce travail, ces méthodes de couplages de codes ne seront pas utilisées, étant donné leur caractère de résolution uniquement « numérique ». Dans ce travail, les modélisations correspondront à des méthodes quasi-monolithiques : les champs sont calculés sur le domaine entier au même instant (quasi car concrètement cela dépend des schémas numériques d'intégration temporelle employés). Ceci est réalisable en étendant les méthodes numériques de modélisation des milieux continus à des milieux multi-phases, ou en couplant des méthodes associées à chaque phase au moyen d'interface plus ou moins représentative de la réalité.

1.2.2.2. Méthode « Naturelle » : couplage Éléments Fini - ALE

Une méthode naturelle pour la problématique d'impact hydrodynamique est une méthode de modélisation du continu extensible à plusieurs phases. Dans le cas d'une structure modélisée par Éléments Finis, le couplage naturel consiste à modéliser le fluide (eau et air) en

éléments finis. Étant donné que le fluide subit de grandes déformations, la méthode ALE est utilisée. Au niveau de la frontière fluide-solide, un maillage conforme, c'est-à-dire avec continuité de la discrétisation du domaine fluide et du domaine solide, est utilisé. Le calcul se gère alors naturellement, et les nœuds fluide et solide sont superposés. Ceci est la meilleure solution pour étudier un impact hydrodynamique. La difficulté dans ce cas est la génération du maillage, qui peut s'avérer complexe pour des formes évoluées. De même, une telle discrétisation spatiale génère généralement de petits éléments, augmentant donc le temps de calcul global.

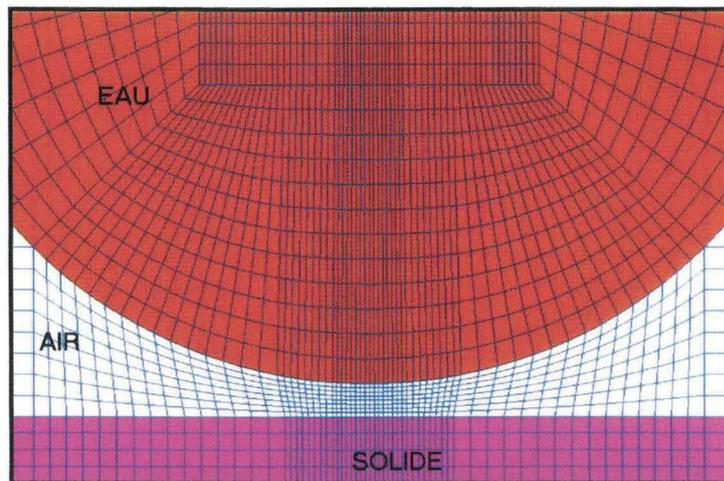


Figure 1.6 : Maillage conforme.

1.2.2.3. Méthode « non naturelle » : notion d'interface

Lorsque l'on commence à s'intéresser à des cas industriels, et donc à des maillages conséquents, il s'avère plus facile de générer deux maillages distincts, pour lesquels la conformité des nœuds à la frontière n'est pas vérifiée. L'utilisation d'une interface fluide-structure est alors inévitable. L'interface est le lieu où les maillages fluide et solide interagissent. Deux cas peuvent alors être distingués. Le premier consiste à modéliser l'air, et dans ce cas les maillages fluide et solide sont toujours en contact (Figure 1.7). On parle alors ici d'interface permanente. L'interface permet d'extrapoler les grandeurs d'un domaine sur l'autre.

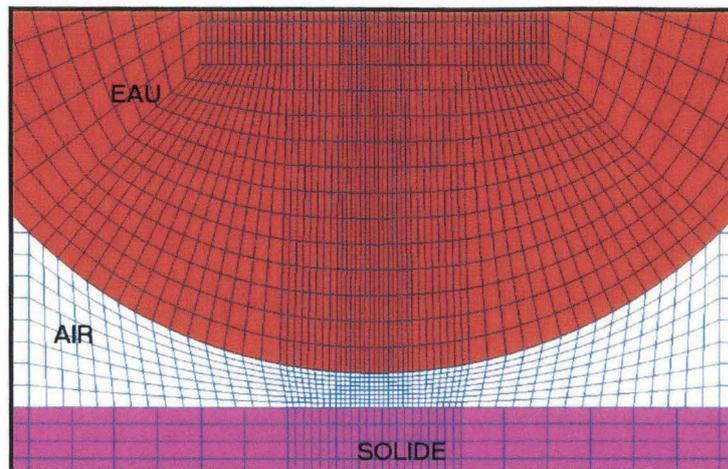


Figure 1.7 : Maillage non-conforme.

Le second consiste à négliger le gaz, et dans ce cas là, les deux milieux sont initialement éloignés l'un de l'autre sans interaction. On peut par exemple considérer le fluide modélisé par élément finis (Figure 1.8) ou par méthode SPH. Il y aura création d'interface lorsque les deux maillages se rapprochent et entrent en contact. Une modélisation de l'interface est alors utilisée : le contact est détecté, et les forces et conditions dynamiques et cinématiques sont calculées.

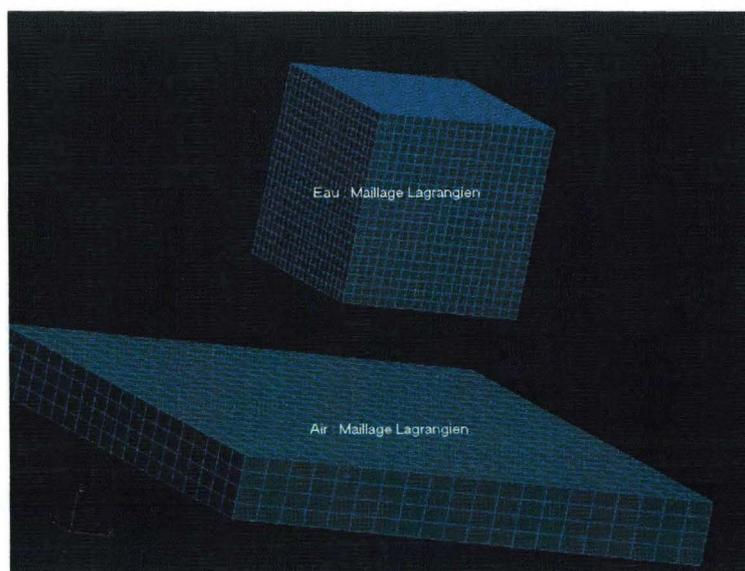


Figure 1.8 : Simulation purement lagrangienne.

1.2.3. Modélisation numérique des interfaces

1.2.3.1. Méthode de détection du contact

La difficulté première dans la modélisation d'un impact hydrodynamique est la gestion des interfaces liquide-solide et liquide-air. Dans le cas d'un impact hydrodynamique,

l'interface liquide-solide est non permanente : à l'instant initial du calcul, cette interface n'existe pas encore. Pour des temps ultérieurs, elle évolue : numériquement, ceci implique que le nombre d'éléments solides en contact avec des éléments fluides est variable.

L'avantage d'effectuer une simulation numérique entièrement lagrangienne est que l'interface est directement connue. En effet, les particules situées sur l'interface se déplacent naturellement et leur position est connue à chaque instant. Dans ce cas ci, la difficulté réside dans l'impact entre les éléments des deux phases. L'interpénétration d'une phase dans l'autre n'est pas permise. Ainsi, pour éviter qu'un nœud fluide se retrouve dans un élément solide, des méthodes numériques, dites de contact, sont mises en œuvre.

La méthode de détection de contact couramment utilisée par les industries est dénommée méthode maître-esclave. Cette méthode consiste, comme son nom l'indique, à définir des éléments maîtres, les éléments solides généralement, et des nœuds esclaves, les éléments fluides. En trois dimensions, les éléments maîtres correspondent à des quadrangles, extraits des éléments cubiques tangents à la surface de contact. Durant le calcul, la distance entre chaque nœud esclave et les éléments maîtres est calculée. Si cette distance est inférieure à une distance minimale définie par l'utilisateur, appelée gap d'interface, le contact est alors détecté. Les forces de réaction entre chaque couple nœud esclave – élément maître sont alors calculées.

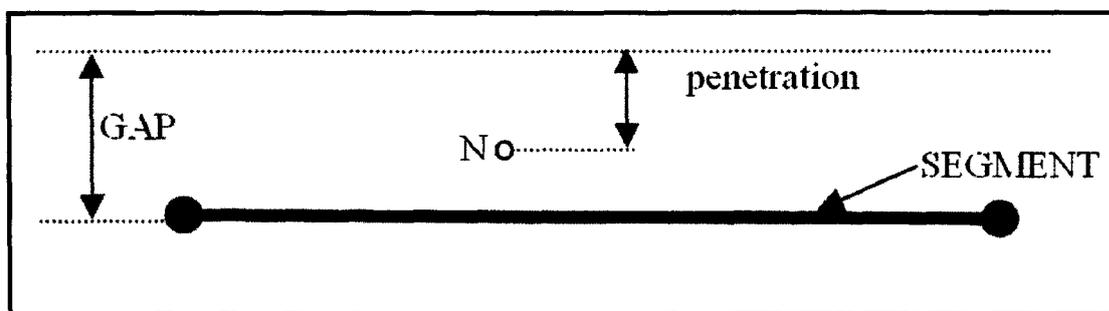


Figure 1.9 : gap et pénétration à l'interface.

La méthode maître-esclave a le désavantage d'apporter une dissymétrie au problème. En effet, le choix initial de choisir telle ou telle phase comme maître n'a pas réellement de justification physique. Ce choix est conditionné par des aspects numériques. De plus, cette détection du contact peut être prise en défaut. Par exemple, un segment esclave peut traverser la surface maître car ses nœuds le composant sont à une distance supérieure au gap. Pour évincer ce problème, il est ainsi préconisé d'attribuer le statut d'esclave à la partie la plus finement maillée. Une méthode plus récente, dite méthode des Pinball, a été développée afin d'éviter cette dissymétrie et permettant de détecter les contacts les plus compliqués [BELYTSCHKO, 1991] [CASADEI, 2002].

1.2.3.2. Calcul des forces d'interfaces

Le contact étant détecté par l'une des méthodes énoncées précédemment, la force de réaction d'une phase sur l'autre doit alors être calculée. Cette force de réaction correspond à la force exercée par un milieu sur l'autre en contact. Elle permet aussi d'éviter l'interpénétration, d'un élément fluide dans un élément solide (ou l'inverse). Il existe actuellement deux méthodes permettant de calculer la valeur de cette force : la méthode des pénalités et la méthode des multiplicateurs de Lagrange.

a) Méthode des pénalités

Afin de présenter cette méthode, on considère un cas bidimensionnel. Soit un élément maître à deux nœuds **m1** et **m2**, et un nœud esclave **s**. L'idée principale, pour éviter la pénétration du nœud esclave au travers de l'élément maître, est d'appliquer une force de répulsion suivant la normale à l'élément maître. L'enjeu est alors de calculer la valeur de cette force. Considérons le repère local de l'élément maître. En considérant uniquement les forces normales, et en appliquant le principe de l'action et de la réaction, on a :

$$F_{m \rightarrow s} = -F_{s \rightarrow m} \quad \text{avec} \quad F_{m \rightarrow s} = F_{m1 \rightarrow s} + F_{m2 \rightarrow s} \quad (1.20)$$

Faisons maintenant intervenir une pondération de l'effort de réaction du nœud esclave sur les nœuds de l'élément maître, au travers de la définition de la variable ξ , définie comme :

$$\xi = \frac{y_s - y_{m1}}{y_{m2} - y_{m1}} \quad (1.21)$$

On peut alors écrire les équations :

$$F_{m1 \rightarrow s} = (1 - \xi)F_{m \rightarrow s} \quad \text{et} \quad F_{m2 \rightarrow s} = \xi F_{m \rightarrow s} \quad (1.22)$$

La méthode de pénalisation assimile la force de rappel $F_{m \rightarrow s}$ à une force exercée par un ressort fictif entre les éléments maîtres et les nœuds esclaves, proportionnelle à la distance de pénétration du nœud esclave à travers le segment maître :

$$F_{m \rightarrow s} = -k(z_s - z_m) \quad (1.23)$$

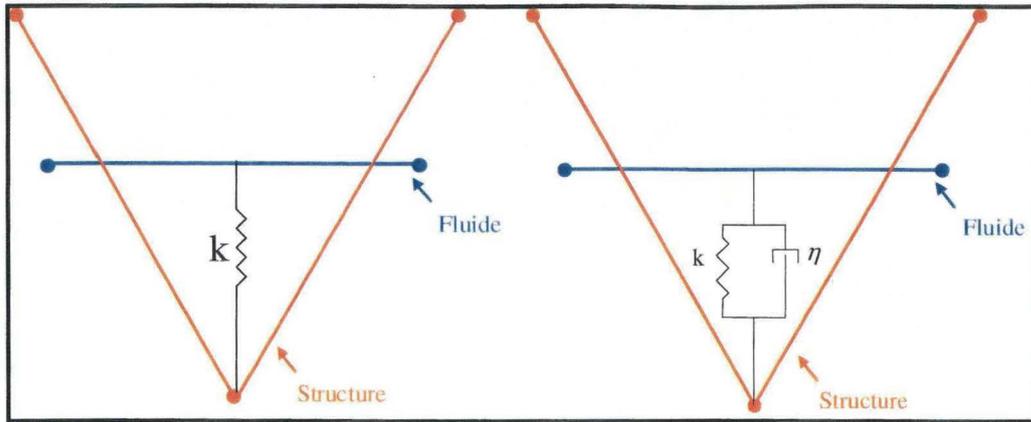


Figure 1.1 : Schéma de la méthode de pénalisation.

Dans le cas d'un élément volumique, le coefficient de raideur k est imposé via la formule :

$$k = \frac{CKA^2}{V} \quad (1.24)$$

où K est le module de compressibilité de l'élément maître (le liquide généralement), V son volume, A l'aire de la surface en contact, et C un facteur arbitraire de pénalisation, généralement pris égal à 0.1, des valeurs plus élevées de C pouvant être préjudiciables. En effet, pour respecter la condition CFL (Courant Friedrich Levy), Belytschko et Neal préconisent de borner la force de contact par un majorant [BELYTCHKO and NEAL, 1991].

Cette méthode des pénalités génère l'apparition d'oscillations purement numériques. Pour palier cet inconvénient, Aquelet introduit un amortisseur, couplé au ressort précédemment explicité [AQUELET, 2004] (Figure 1.10). Aucune précision n'est apportée sur le sens physique à attribuer à cet amortissement, et l'obtention du facteur d'amortissement ne se fait que de manière empirique. Le principal désavantage de cette méthode concerne finalement l'évaluation des paramètres raideur et facteur d'amortissement.

b) Méthode des multiplicateurs de Lagrange

La méthode des multiplicateurs de Lagrange est plus naturelle que la méthode des pénalités, au détriment d'un temps de calcul plus élevé. L'idée générale est de trouver, en respectant la contrainte spatiale issue des positions des nœuds esclaves et maîtres, la force de contact vérifiant au mieux l'équation de conservation de quantité de mouvement. Introduisons la fonction localisatrice ϕ du nœud esclave par rapport à l'élément maître :

$$\phi = y_s - (1 - \xi)y_{m_1} + \xi y_{m_2} \quad (1.25)$$

Les forces d'interactions F_i où $i \in \{s, m_1, m_2\}$ appliquées au nœud i s'écrivent alors, en faisant intervenir un multiplicateur de Lagrange λ , ayant la dimension d'une force :

$$F_i = \lambda \frac{\partial \phi}{\partial y_i} \quad (1.26)$$

On peut alors retrouver l'expression des forces d'interaction introduites dans la méthode de pénalisation, leur valeur étant cette fois calculée mécaniquement :

$$\begin{cases} F_{s \rightarrow m1} = F_{m1} = -(1 - \xi)\lambda \\ F_{s \rightarrow m2} = F_{m2} = -\xi\lambda \\ F_{m \rightarrow s} = F_s = \lambda \end{cases} \quad (1.27)$$

La détermination des multiplicateurs de Lagrange s'effectue généralement avec des méthodes de type itératives, type Gauss-Seidel [CARPENTER, 1991], méthode coûteuse en termes de temps de calcul.

1.2.4. Conclusion

Dans ce paragraphe, les nombreuses méthodes numériques permettant de traiter les impacts hydrodynamiques ont été présentées. Leur capacité à représenter correctement le phénomène, et notamment les efforts exercés par le fluide sur la structure, doit cependant être évaluée. Dans cette optique de validation, deux types de méthodes sont envisageables : les méthodes analytiques et les méthodes expérimentales. Le choix de la méthode de validation utilisée dépend de la pertinence de la comparaison à effectuer. Ces deux moyens de validation, analytique et expérimentale, vont ainsi être présentés dans les paragraphes suivants.

1.3. Méthodes de validation des méthodes numériques

1.3.1. Méthodes de validation analytiques

1.3.1.1. Théorie des fluides incompressibles

En 1929, Von Karman s'intéresse au problème de l'impact hydrodynamique [VON KARMAN, 1929]. L'objectif de ces études concerne le dimensionnement des flotteurs d'hydravion. La vitesse d'impact dans ce type de problème étant de l'ordre du mètre par seconde, Von Karman considère l'eau comme incompressible. La structure est un dièdre indéformable, impactant un plan d'eau à une vitesse initiale V_i^0 . Il résout le problème en écrivant la conservation globale de la quantité de mouvement. Pour lever les difficultés intrinsèques à ce problème, il propose le concept de masse ajoutée : cette masse correspond à la masse d'eau située dans une sphère, en interaction avec la structure. Cette masse, variable au cours du temps, est ajoutée à la masse du solide, et l'équation de conservation de quantité de mouvement est résolue.

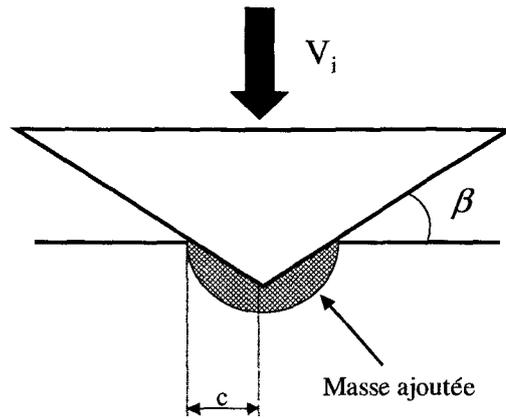


Figure 1.11 : Schéma analytico-géométrique de l'impact d'un dièdre sur plan d'eau.

La masse ajoutée a pour valeur $M = \frac{1}{2} \rho \pi c^2$ où ρ est la masse volumique du fluide et c la demi-base du triangle immergé. Il est possible de relier géométriquement la vitesse de pénétration V_i à c en faisant intervenir l'angle β représenté sur la figure 1.11 :

$$\frac{V_i}{\tan(\beta)} = \frac{dc}{dt} \quad (1.28)$$

La conservation de la quantité de mouvement du solide de masse m et de la masse ajoutée M s'écrit :

$$mV_i^0 = mV_i + MV_i \quad (1.29)$$

Le principe fondamental de la dynamique appliqué au dièdre donne la relation :

$$m \frac{dV_i}{dt} = P \quad (1.30)$$

Avec P la force de réaction de l'eau sur le dièdre. En combinant (1.28), (1.29) et (1.30), le chargement P peut alors être évalué par :

$$P = (V_i^0)^2 \cot \alpha n(\beta) \frac{\rho \pi c}{1 + \frac{\rho \pi c^2}{2m}} \quad (1.31)$$

Cette estimation, malgré la simplicité du modèle, s'avère assez bonne : elle permet l'obtention de l'ordre de grandeur du chargement. Par contre, la grandeur obtenue est globale, et la géométrie spécifique : pour des problèmes plus complexes, comme l'amerrissage d'une capsule spatiale, l'application de cette méthode est quasi-impossible [BENSON, 1966]. Wagner améliore cette méthode en tenant compte de la modification de surface libre du liquide, et donc en affinant la valeur de la masse ajoutée. Sa théorie, basée sur le potentiel des

vitesse, est valable pour de petites valeurs d'angles β [WAGNER, 1932]. Un autre modèle analytique, élaboré par Sellars, est basé sur la conservation de quantité de mouvement, mais en faisant cette fois intervenir entre le corps et la surface liquide une interface air-eau [SELLARS, 1976].

1.3.1.2. Théorie des fluides compressibles

Au moment initial de l'impact d'un solide sur un liquide, une onde de compression se crée et se propage dans le liquide, ayant pour résultat de le comprimer [REIN, 1983]. Cette pression générée correspond à la pression acoustique. Tant que cette onde de compressibilité n'a pas atteint la surface libre du liquide, elle est l'unique cause de variation de la densité volumique du liquide. Au moment de sa réflexion sur la surface libre, une onde de détente apparaît, ramenant sur son trajet la densité du fluide à sa valeur initiale. Cette phase de compression du liquide est suivie de la création d'un jet d'eau à haute vitesse, tangent à la paroi, qui dissipe une proportion non négligeable de l'énergie de l'impact. La modélisation de cette phase d'éjection reste un défi pour les physiciens.

Plus la vitesse d'impact est grande, plus cette phase compressible est importante et plus elle dure longtemps. Cette phase peut modifier les données de l'impact, servant de conditions initiales pour la phase incompressible qui lui succède. Actuellement, aucune théorie ne permet de relier (asymptotiquement) la théorie des fluides compressibles à la théorie des fluides incompressibles.

Comme la durée de la phase compression dépend des dimensions et de la forme de la surface libre, la description de l'interface eau-air constitue un élément prépondérant de l'étude compressible. Par exemple, les impacts sur un plan rigide d'un jet à front plat ou à front sphérique se différencient lors de la phase compressible. D'autres études se sont intéressées au cas de l'impact d'une goutte d'eau sur une structure plane, structure indéformable ou élastique [SAVIC, 1955] [LESSER, 1981]. Étant donné que la suite de cette thèse s'intéressera plus particulièrement à ce cas d'école, le traitement de sa phase compressible est rappelé ci-après.

Afin de pouvoir écrire de manière simplifiée les équations, la goutte est supposée immobile, alors que la paroi est animée d'une vitesse d'impact V_i . De plus, on associe le repère géométrique au plan initial de contact.

Dans le cas d'une sphère impactant une surface plane, le contact entre le liquide et le plan d'impact ne s'établit pas instantanément sur toute la surface libre du liquide : chaque particule percutant à un instant différent.

La phase compressible correspond alors à la durée durant laquelle l'onde de compression correspondant à chaque impact d'une particule de la surface libre, n'atteint pas le point de contact entre la surface libre de la goutte et la paroi, c'est à dire lorsque le point de contact a une vitesse U_c supérieure à la célérité du son a_0 dans le liquide impactant. Le liquide comprimé est délimité par l'enveloppe des émissions d'ondes acoustiques aux points

de contact successifs (Figure 1.12). La durée caractéristique de cette phase peut être calculée analytiquement.

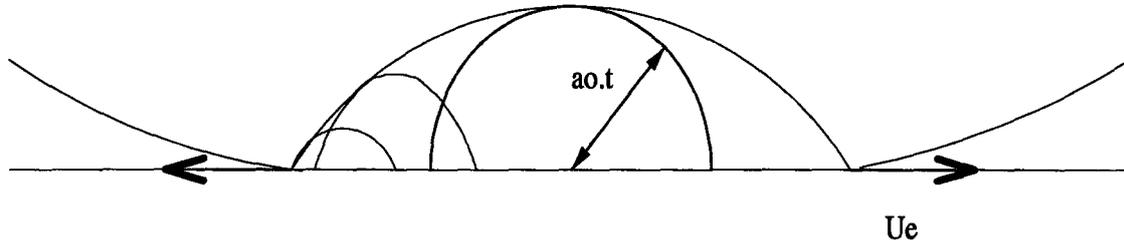


Figure 1.12 : Propagation des ondes de compressibilité dans la goutte.

a) Calcul du temps caractéristique de la phase compressible

Dans le référentiel, en considérant le problème plan, l'équation de la surface libre d'une goutte de rayon r s'écrit :

$$(y - r)^2 + x^2 = r^2 \quad (1.32)$$

Le point de contact à l'instant t a pour coordonnées $(X_e, V_i t)$. Ce point appartenant à la surface libre de la goutte, on peut écrire X_e en fonction du temps :

$$X_e = \sqrt{2rV_i t - V_i^2 t^2} \quad (1.33)$$

La vitesse du point de contact s'écrit donc :

$$U_e = \frac{dX_e}{dt} = \frac{rV_i - V_i^2 t}{\sqrt{2rV_i t - V_i^2 t^2}} \quad (1.34)$$

L'onde de compressibilité rejoint la surface libre lorsque $U_e = a_0$. La phase d'apparition du jet tangent à la paroi a donc une durée t_c , vérifiant :

$$t_c = r \cdot \frac{(a_0^2 + V_i^2) - a_0 \sqrt{a_0^2 + V_i^2}}{V_i (a_0^2 + V_i^2)} \quad (1.35)$$

Ce temps caractéristique dépend de la vitesse d'impact et du rayon de la goutte.

Tableau 2.1 : Temps caractéristique de la phase compressible suivant la vitesse d'impact et la taille de goutte.

t_c	$r=2.8 \text{ mm}$	$R=4.2 \text{ mm}$
$V_i = 1 \text{ ms}^{-1}$	$6,22 \cdot 10^{-10} \text{ s}$	$9,33 \cdot 10^{-10} \text{ s}$
$V_i = 5 \text{ ms}^{-1}$	$3,11 \cdot 10^{-9} \text{ s}$	$4,66 \cdot 10^{-9} \text{ s}$
$V_i = 100 \text{ ms}^{-1}$	$6,2 \cdot 10^{-8} \text{ s}$	$9,3 \cdot 10^{-8} \text{ s}$

L'émission du jet après la rencontre entre l'onde de compressibilité et la surface libre génère une modification notable de cette dernière, impliquant une réelle difficulté d'étudier la suite du phénomène de manière analytique.

b) Calcul de la pression dans le fluide

Il est intéressant de s'attarder sur la pression dans le fluide durant cette phase de compressibilité. Considérons l'écoulement au travers de l'onde de choc dans le liquide comme unidimensionnel, adiabatique et réversible.

Notons U_s la vitesse de l'onde de compressibilité se propageant dans le fluide au repos et U_p la vitesse des particules à l'arrière de cette onde. Cette vitesse U_p correspond à la vitesse initiale du jet. L'indice 1 réfère au domaine fluide en amont de l'onde, tandis que l'indice 2 réfère au fluide en aval. En considérant l'onde comme stationnaire, on peut écrire l'équation de conservation de la masse :

$$m = \rho_1 U_s = \rho_2 (U_s - U_p) \quad (1.36)$$

La conservation de la quantité de mouvement au travers le choc s'écrit quant à elle :

$$m((U_s - U_p) - U_s) = P_1 - P_2 \quad (1.37)$$

soit :

$$P_1 + \rho_1 U_s^2 = P_2 + \rho_2 (U_s - U_p)^2 \quad (1.38)$$

et donc, en remplaçant ρ_2 par son expression obtenue via l'équation de conservation de la masse :

$$P_2 - P_1 = \rho_1 U_s U_p \quad (1.39)$$

Pour des vitesses d'impact relativement faibles, comme dans notre cas d'étude, la vitesse de l'onde de compressibilité U_s peut être assimilée à la célérité des ondes acoustiques dans le liquide C , tandis que les particules en arrière de l'onde ont pour vitesse celle de l'impact V_i . On peut donc ainsi définir la pression d'Hugoniot interne au fluide et exercée sur la structure :

$$P_H = \rho C V_i \quad (1.40)$$

1.3.1.3. Théorie de l'impulsion de pression

La théorie de l'impulsion de pression a été développée dans le but d'étudier la résistance des digues aux sollicitations de la houle et des marées [COOKER et PEREGRINE, 1995].

Cette approche est basée sur les observations expérimentales de Bagnold [BAGNOLD, 1939] : sous certaines conditions, l'impulsion de pression d'un impact fluide-

structure est approximativement constante, ceci même pour une variation de maxima de pression appréciable. Cette impulsion de pression est définie ici par :

$$P(x) = \int_{t_b}^{t_a} p(x,t) dt \quad (1.41)$$

où x correspond à la localisation spatiale d'un point de la surface structurale étudiée, t classiquement le temps, t_a et t_b respectivement le temps après et avant l'impact. Cette observation a été confirmée expérimentalement [RICHERT, 1968]. Ceci suggère que l'impulsion de pression est un paramètre physique plus représentatif du phénomène d'impact fluide-structure que le maximum de pression.

Analytiquement, cette impulsion de pression vérifie l'équation de Laplace. Écrivons l'équation de conservation de la quantité de mouvement d'un fluide incompressible. En considérant que la dynamique est prépondérante dans le développement de ce type de phénomène, les termes non linéaires convectifs sont négligés devant les dérivées temporelles. On obtient donc :

$$\frac{\partial \vec{u}}{\partial t} = -\frac{1}{\rho} \vec{\nabla} p \quad (1.42)$$

En intégrant cette équation sur la durée totale de l'impact, on peut écrire :

$$\vec{u}_a - \vec{u}_b = -\frac{1}{\rho} \vec{\nabla} P \quad (1.43)$$

car $\vec{\nabla} \cdot \vec{u}_a$ et $\vec{\nabla} \cdot \vec{u}_b$ s'annulent. En prenant le divergent de cette équation, on s'aperçoit que l'impulsion de pression vérifie l'équation de Laplace :

$$\nabla^2 P = 0 \quad (1.44)$$

Fort de cette équation, les cas simples, notamment d'un point de vue géométrique, peuvent être résolus analytiquement, en imposant les conditions aux limites adéquates :

- i. Sur une surface libre du liquide, où la pression est constante et prise comme zéro de référence, on a $P=0$,
- ii. Sur une surface d'un corps rigide en contact permanent avec le liquide durant l'impact, la composante normale de la vitesse est constante, d'où : $\frac{\partial P}{\partial n} = 0$,
- iii. Sur une interface fluide/ corps rigide non permanente, la projection sur la normale de l'équation de conservation de quantité de mouvement nous donne $u_{nb} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial n}$, où u_{nb} est la composante normale de la vitesse d'approche du liquide,
- iv. Dans le cas où deux interfaces liquides viennent à se rencontrer, l'hypothèse de continuité d'impulsion de pression est émise :

comme un système vibratoire avec sa propre réponse [ERBER, 1983]. Cette réponse peut être estimée à partir de modèles mécaniques supposés représentatifs.

Le modèle présenté ci-après ne l'est qu'à titre informatif, étant donné son élémentarité, afin de comprendre globalement le phénomène de réponse dynamique.

Les jauges internes permettant de mesurer la déformation de la membrane en silicium du capteur sont montées en pont complet. Une relation linéaire existe donc entre la tension délivrée et les déformations de cette membrane.

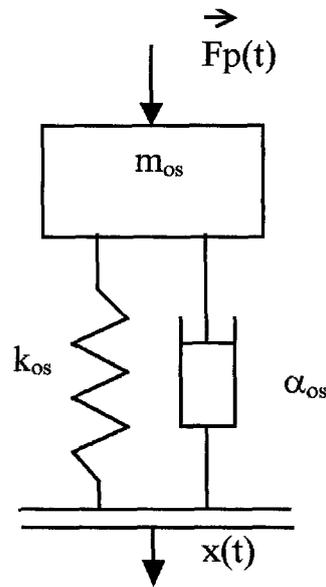


Figure 1.21 : Modèle vibratoire élémentaire du capteur.

Le système capteur fluide (eau, air) peut être considéré de façon simplifiée comme un système masse ressort amortisseur (Figure 1.21) dont l'entrée est la pression $P(t)$, et la sortie le déplacement de la membrane $x(t)$. Une équation différentielle du second ordre permet donc de décrire la réponse du capteur à un échelon de pression :

$$m_{os} \ddot{x}(t) + m_{os} C_f \dot{x}(t) + k_{os} x(t) = F_p(t) \quad (1.46)$$

où m_{os} représente la masse équivalente du système, C_f le coefficient de frottement par unité de masse et k la raideur équivalente du système.

En posant $\omega_{os}^2 = \frac{k_{os}}{m_{os}}$, le carré de la pulsation propre du système, $\alpha_{os} = \frac{C_f}{\omega_{os}}$, et $\frac{F_p(t)}{m_{os}} = aP(t)$, il vient alors :

$$\ddot{x}(t) + 2\alpha_{os}\omega_{os} \dot{x}(t) + \omega_{os}^2 x(t) = aP(t) \quad (1.47)$$

D'après ce modèle vibratoire, la mesure du capteur correspond à sa réponse dynamique et non la grandeur recherchée, la pression vue par la structure. Mais cette dernière

peut être atteinte : en effet, l'équation différentielle relie la pression $P(t)$ vue par la structure à la donnée mesurée par le capteur $x(t)$.

Ceci démontre que l'influence mécanique du capteur porte sur l'espace temporel entier, et est non-linéaire. Or, dans la thèse de Portemont, les signaux en pression fournis ont été obtenus par multiplication du déplacement moyen de la membrane du capteur par son coefficient statique K_s :

$$P(t) = K_s \cdot x(t) \quad (1.48)$$

Cette valeur K_s a été obtenue numériquement, par simulation d'un étalonnage dynamique au tube à choc du modèle structural du capteur. La relation entre pression numérique appliquée connue et les déformations aux niveaux des jauges de mesures avait ainsi été déterminée, mais seulement après équilibre, donc dans le cadre statique.

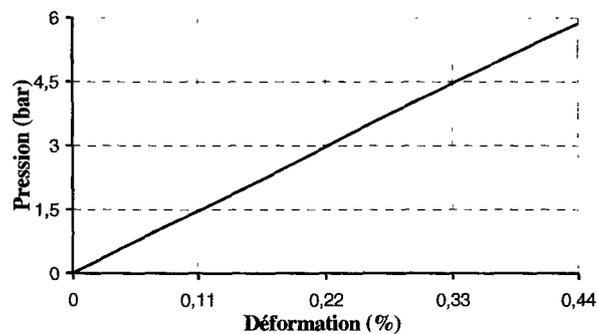


Figure 1.22 : Relation pression mesurée/déformation de la membrane [PORTEMONT, 2004a].

CONCLUSION

On comprend bien que la pression réelle appliquée en paroi, et donc sur le capteur ne peut-être obtenue par cette méthode. Or, dans l'optique d'évaluer les méthodes numériques en utilisant la base de données expérimentales effectuée par Portemont, la connaissance de cette pression en paroi est nécessaire. En effet, la comparaison serait effectuée entre une expérience où la présence du capteur modifie le phénomène, et une simulation où ce capteur ne serait pas représenté. Le but principal de ce présent travail est donc de proposer une méthode de traitement des réponses expérimentales permettant de corriger la pression mesurée de l'influence du capteur en vue d'obtenir la pression pariétale (de paroi) théorique. Une telle correction permettrait de comparer directement les résultats des simulations numériques avec une grandeur expérimentale adéquate, à savoir la pression dynamique effectivement subie par la paroi de la structure modélisée.

Le processus d'étalonnage dynamique d'un capteur permet habituellement de définir la plage de validité des résultats (temps de montée et d'équilibre dynamique), et de déterminer les facteurs de jauges nécessaires à l'exploitation expérimentale des signaux électriques. Cette procédure peut également permettre de quantifier plus précisément l'interférence dynamique induite par le capteur sur la mesure de pression [JAUMOTTE, 1973] [LAVERGNE, 1978] :

$$P_1 = P_2 \text{ soit : } u_{1nb} - u_{2nb} = \frac{1}{\rho_1} \frac{\partial P_1}{\partial n} - \frac{1}{\rho_2} \frac{\partial P_2}{\partial n}$$

Grâce à l'équation de Laplace et à ces conditions aux limites, les problèmes simples peuvent être résolus en impulsion de pression [LU, 2000] [KOROBKIN, 2002] [SCOLAN, 2003]. Le pic de surpression initial peut alors être estimé, sous l'hypothèse d'un accroissement linéaire de la pression ainsi qu'avec la connaissance du temps de montée (figure 1.13).

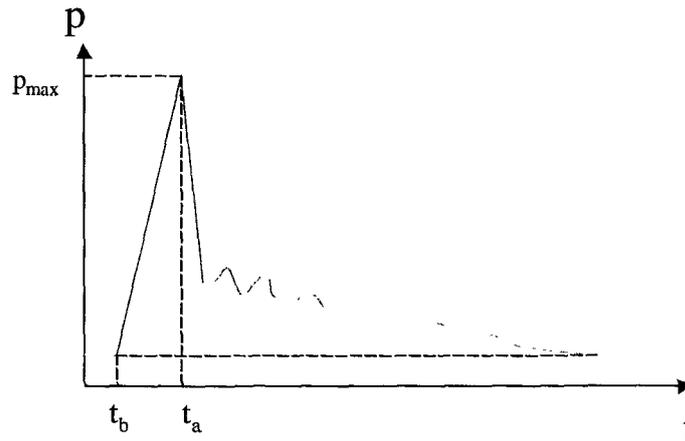


Figure 1.13 : Évolution théorique de la pression lors d'un impact.

Et ainsi, en posant $t_a - t_b = \Delta t$, on aboutit à la relation :

$$p_{\max} = \frac{2P}{\Delta t} \quad (1.45)$$

Cette relation permet d'estimer quantitativement la surpression initiale, paramètre supposé être influent dans l'endommagement initial d'un matériau.

1.3.1.4. Conclusion sur l'utilisation des méthodes analytiques

Les méthodes analytiques permettant d'étudier le cas des impacts fluide-structure sont utilisables pour des phénomènes relativement simples : le matériau est soit rigide soit élastique, la forme de la surface libre est simple et connue, la présence d'air n'est pas prise en compte. Pour des phénomènes plus complexes, nécessitant une étude plus locale et plus approfondie, tels l'amerrissage ou l'impact de vague sur la carène d'un navire, ces méthodes s'avèrent relativement limitées.

1.3.2. Méthodes de validation expérimentales des problèmes d'impact hydrodynamique

1.3.2.1. Aperçu historique des essais expérimentaux d'impact hydrodynamique

Les premiers essais expérimentaux d'impact hydrodynamique sont réalisés assez tôt, en parallèle avec l'élaboration de sa méthode analytique par Von Karman [KARMAN, 1929]. En 1930, Watanabe est le premier à réaliser ce type d'essai [WATANABE, 1930]. Il étudie particulièrement l'impact de cônes sur plan d'eau. Les principaux paramètres étudiés sont l'angle du cône, sa masse, ainsi que sa vitesse d'impact. La structure est équipée de jauges piézo-électriques elles-mêmes connectées à un oscilloscope dans le but d'obtenir l'évolution temporelle de la force d'impact durant l'entrée dans l'eau.

La recherche spatiale, qui s'intéresse à l'intégrité des modules spatiaux lors de leur impact sur l'eau, est ensuite à l'origine de la réalisation d'un grand nombre d'expérimentations. La majeure partie des expériences concerne l'impact d'une capsule spatiale à échelle réduite [MC GEHEE, 1959] [THOMPSON, 1965]. Ces travaux furent conclus par Benson [BENSON, 1966], qui mis en évidence les limites théoriques de l'époque et nota ainsi que les principales caractéristiques de ce type d'impact hydrodynamique devaient être obtenues expérimentalement.

Parallèlement, de nombreux essais sont réalisés dans le but de dimensionner les structures côtières soumises à l'impact incessant des brisants (breaking waves) [STEVENSON, 1874]. Des expérimentations à échelle réelle sont également réalisées par Gaillard et Hiroi [GAILLARD, 1905] [HIROI, 1920]. La force exercée par les vagues sur la structure est mesurée à l'aide de dynamomètre type ressort ; cependant ces derniers sont incapables de mesurer les données sur les temps courts qui nous intéressent. Ensuite, des nouvelles expériences d'impact de vagues sont réalisées avec des moyens plus adéquats, et donnent un premier aperçu des phénomènes d'impact de vagues en terme et de magnitude de pression et de durée [LARRAS, 1937] [ROUVILLE, 1938].

Plus récemment, Kirkgöz étudie précisément les pressions d'impact sur des murs, leurs distributions spatiales, et une analyse statistique des données [KIRGOZ, 1995] [KIRGOZ et MAMAK, 2004]. Les paramètres sont notamment l'angle du mur avec la verticale, et le type d'impact proprement dit (brisant précoce avec emprisonnement ou non d'air, brisant tardif, brisant parfait) (Figure 1.14).

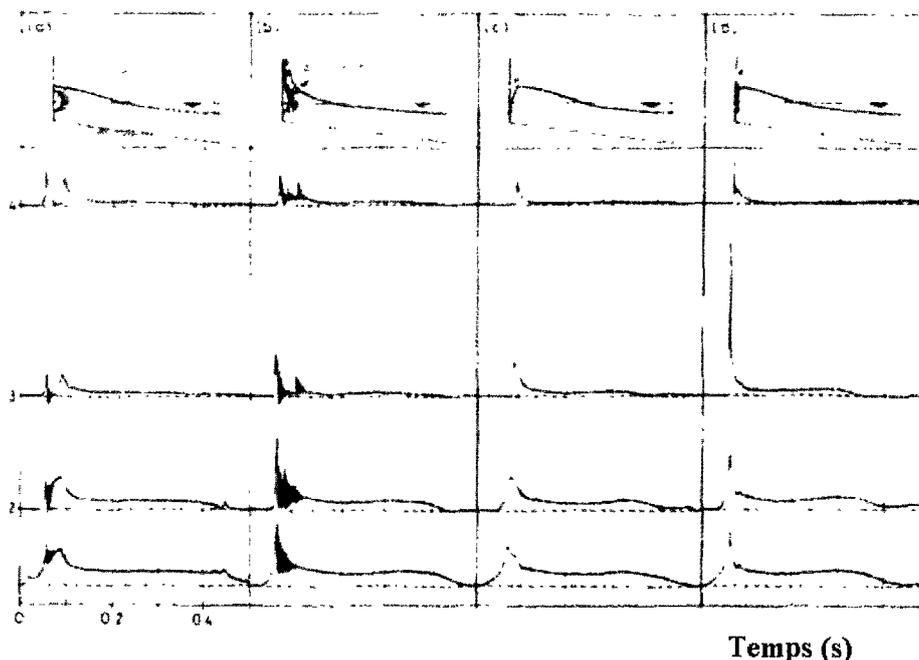


Figure 1.14 : Enregistrements des évolutions de pression pour différents types de brisants [KIRGOZ, 1995]
 (a) brisant précoce avec emprisonnement d'air (b) brisant précoce avec échappement d'air
 (c) brisant tardif (d) brisant parfait.

Ces travaux corroborent avec ce qui a été précédemment énoncé, à savoir l'influence prépondérante de la connaissance de la géométrie de l'interface : l'impact d'une vague de surface libre parallèle à la structure génère sur la structure un maximum de pression supérieur au maximum généré par un impact où la surface libre est courbée ou plane et non parallèle. Il est aussi montré que la présence d'air et l'effet « coussin d'air » induit minimisent la pression d'impact, et donc l'accélération transmise à la structure.

1.3.2.2. Impacts de dièdre

Le cas de l'impact d'un dièdre sur un plan d'eau a été l'un des premiers cas d'étude des impacts fluide-structure. En effet, comme il a été vu précédemment, le modèle de masse ajoutée a été établi avec l'objectif de résoudre ce problème spécifique. De plus, la surface libre du liquide est aisément maîtrisable (c'est un plan), et l'aérodynamique du solide permet d'éviter les problèmes de coussin d'air. Ce cas est donc devenu un cas d'école pour la validation des méthodes analytiques, puis numériques.

Diverses expériences sont ainsi réalisées [PETITNIOT, 1981] [PETITNIOT, 1983]. Les paramètres explorés sont la vitesse horizontale (entre 3 et 6 m/s), la pente de la trajectoire du dièdre (donc la vitesse verticale), l'assiette longitudinale ainsi que le dérapage. Le plan d'eau est calme et les éprouvettes dièdres instrumentées par des capteurs de pression et des jauges de déformation montées en rosette à 45°. De tels essais se révèlent, avec les moyens de l'époque, difficiles à exploiter. Les capteurs de pressions sont étalonnés statiquement, et malgré certaines précautions de protection, leur utilisation en milieu humide perturbe leurs caractéristiques. Les relevés des jauges de déformation révèlent un problème de mesure, du aux très faibles valeurs à mesurer ainsi qu'à l'apparition au moment de l'impact d'un gradient

thermique au contact de l'eau [PORTEMONT, 2004a]. Ces essais mettent néanmoins en évidence que la surpression est proportionnelle au carré de la vitesse de l'impact, ce qui corrobore les résultats issus de la théorie de Von Karman.

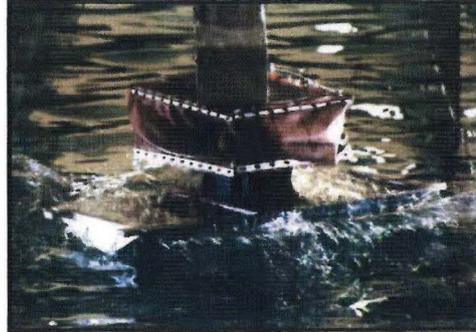


Figure 1.15 : Photographie de l'impact de dièdre sur plan d'eau [FLODROPS, 1999].

1.3.2.3. Impacts d'un jet sur une plaque

L'une des principales difficultés à répéter expérimentalement l'impact d'un liquide sur un solide concerne la maîtrise de la forme de l'interface eau-air. En effet, les modèles analytiques présentés précédemment sont établis pour une géométrie de surface libre spécifique.

En 1995, un protocole expérimental est établi, qui permet de maîtriser globalement cette géométrie [PAQUET, 1995]. Une campagne expérimentale d'impact de jet d'eau sur plaque est ainsi réalisée. L'emploi d'une caméra rapide (1000 images par seconde) permet l'observation de cette géométrie. Les vitesses d'impact étant de l'ordre de quelques mètres par seconde, les résultats sont comparés à un modèle quasi-analytique construit sur la théorie des fluides compressibles, le paramètre de comparaison étant la pression pariétale. Une grande divergence apparaît entre la théorie et les mesures.

En conclusion, ces travaux montrent la difficulté à vérifier la théorie compressible par rapport à des essais expérimentaux.

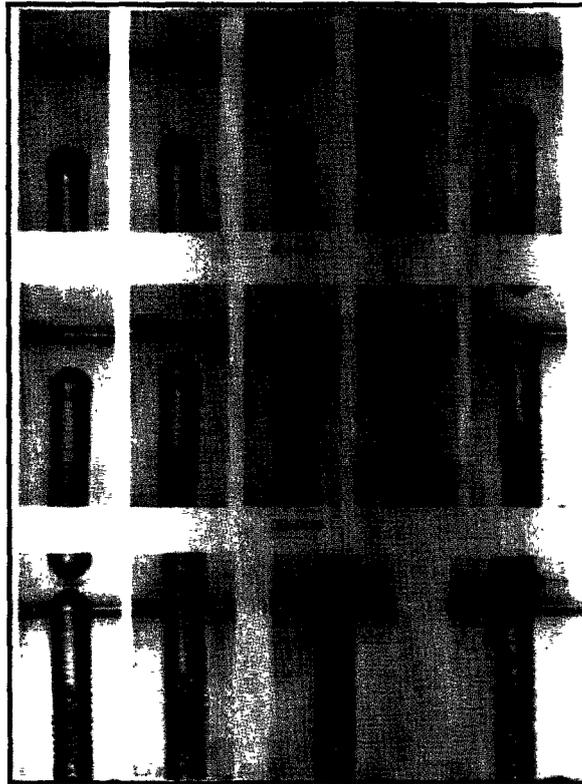


Figure 1.16 : Photographies échantillonnées dans le temps de l'impact d'un jet sur plaque plane [PAQUET, 1995].

Les différentes expérimentations vues précédemment mettent en évidence la difficulté de définir un cas expérimental approprié à une validation ultérieure des méthodes numériques. En effet, les moyens de mesure ne sont pas réellement adaptés, et la géométrie de la surface libre difficilement maîtrisable. Ces différentes expériences sont donc trop complexes.

1.3.2.4. Impact d'une goutte d'eau sur un capteur de pression

Afin de simplifier les expériences et d'éliminer leurs difficultés, Portemont a réalisé, dans le cadre de sa thèse, un cas expérimental simple de laboratoire : l'impact d'une goutte d'eau sur un capteur de pression [PORTEMONT, 2004(a,b)]. Ce type d'essai permet, sous la condition d'être entièrement maîtrisé et compris, de définir un cas de validation dans la problématique d'évaluation des méthodes numériques pour les impacts hydrodynamiques.

a) Dispositif expérimental et résultats

Le capteur de pression utilisé dans cette campagne expérimentale est un capteur relatif dont l'élément de mesure en silicium est protégé par une cavité (Figure 1.16).

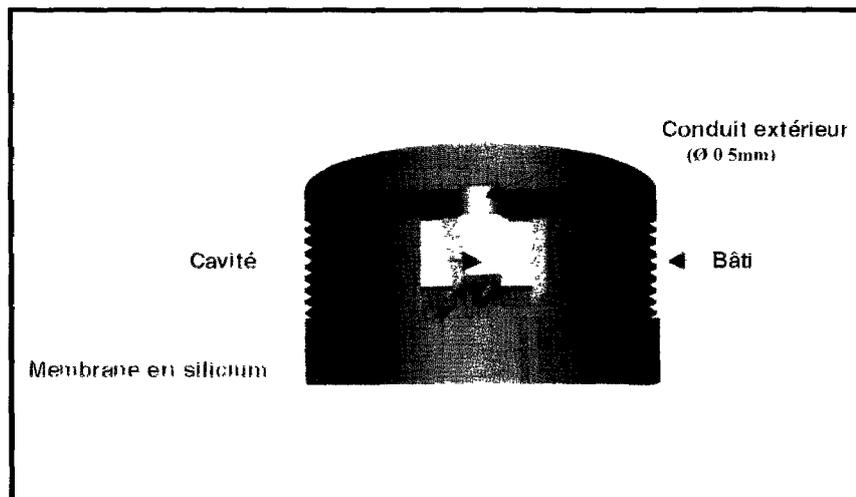


Figure 1.17 : Schéma du capteur de pression.

Ces expérimentations ont mis en évidence l'influence du capteur sur la mesure, notamment par la présence ou l'absence d'eau en son sein (Figure 1.18).

La comparaison a été effectuée sur un cas de laboratoire : l'impact d'une goutte d'eau sur un capteur de pression. Ce dernier est un capteur relatif à cavité, de type KULITE XTC-76A-190M [KULITE, 2001].

Le dispositif expérimental est conçu pour mesurer la pression d'impact d'une goutte d'eau sur un capteur de pression. Il permet de faire varier divers paramètres, tels que la vitesse d'impact, le rayon de la goutte, le taux de remplissage de la cavité. La difficulté majeure d'un tel dispositif réside dans le respect de l'alignement de l'axe de chute de goutte et de celui de révolution du capteur. La mise en œuvre de moyens vidéos permet de visualiser la déformée de la goutte lors de l'impact sur le capteur et le bon positionnement de la goutte par rapport au centre du capteur. Le système générateur de goutte coulisse sur un rail vertical de 3 m de hauteur afin de permettre la variation de la vitesse d'impact. Ce dispositif permet d'atteindre des vitesses de 5 ms^{-1} . La chaîne d'acquisition recevant le signal électrique du capteur est quant à elle cadencée à une fréquence de 10 MHz. La forme de la goutte est filmée pendant l'impact à l'aide d'une caméra rapide (10 000 images par seconde).

Les expériences réalisées se sont avérées répétitives, et ont révélé une forte influence de la vitesse d'impact ainsi que du taux de remplissage de la cavité. Ce dernier paramètre montre l'influence du capteur sur la pression mesurée (Figure 1.18).

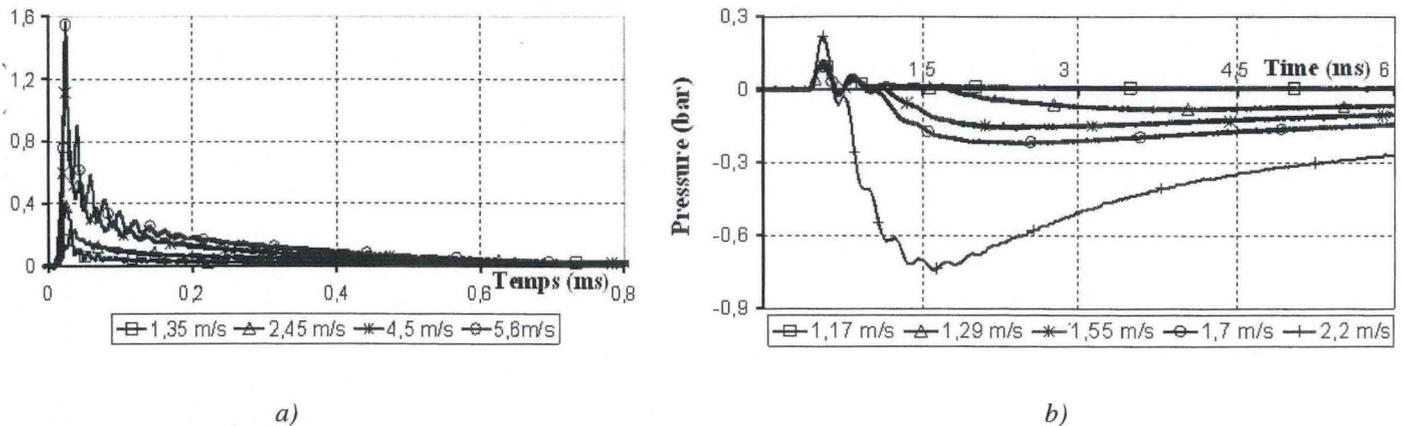


Figure 1.18 : Évolution de la pression mesurée par le capteur de pression suivant le taux de remplissage de la cavité. a) cavité emplie d'eau. b) cavité emplie d'air.

Dans le cas où la cavité est pleine d'eau, l'allure de la courbe reste identique pour la globalité de la gamme de vitesse d'impact, et sont du même type que l'évolution de pression théorique présentée précédemment (Figure 1.13). La durée du phénomène est d'une milliseconde, et ceci indépendamment de la vitesse d'impact. Un pic de surpression se crée brutalement suivi d'une décharge progressive vers la pression d'écoulement. Ce pic de surpression augmente logiquement avec la vitesse d'impact. Les profils de pression obtenus dans le cas où la cavité est remplie d'air sont plus délicats à analyser. Pour des vitesses d'impacts inférieures à 1.3 ms^{-1} , la pression pariétale a une durée d'environ 4 millisecondes. Le temps de montée en pression et la pression maximale sont plus faibles que dans le cas précédent. Pour des vitesses plus importantes, le profil présente une surpression, peu sensible à la vitesse d'impact, suivie d'une dépression d'environ 0.8 bar et d'un retour lent à la pression nulle.

D'autre part, les simulations numériques ont été réalisées de manière à se rapprocher le plus fidèlement possible de la réalité physique des essais. Le capteur de pression a donc été minutieusement modélisé, et la pression est obtenue à partir des déformations de la membrane en silicium. La fonction reliant la pression aux déformations peut être déterminée via un étalonnage numérique du capteur.

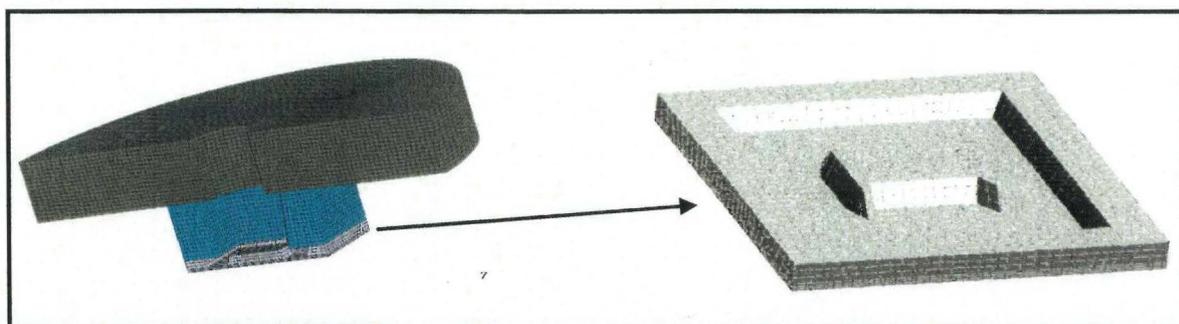


Figure 1.19 : Modélisation Éléments Finis du capteur de pression et de sa membrane sensible.

b) Modélisation du capteur : difficultés et absence de validation

Dans le travail présenté précédemment, les simulations numériques ont été effectuées en supposant la structure même de la membrane en silicium validée. Les paramètres matériau ont été identifiés via une corrélation du modèle sur la fréquence propre donnée par le constructeur (500kHz) ainsi que sur la construction d'un matériau homogène isotrope équivalent. Il est nécessaire ici de rappeler que le silicium est non seulement un matériau orthotrope, mais de plus, étant donné la présence de jauges, il est doté d'une certaine hétérogénéité. Dans l'intérêt de valider les simulations numériques aux essais d'impact de goutte sur capteur de pression, une validation structurale expérimentale de l'élément de mesure s'avère inévitable. La question se pose donc naturellement de trouver la variable sur laquelle porter la validation. Pour répondre à cette question, une compréhension approfondie du fonctionnement éthique du capteur se doit d'être faite.

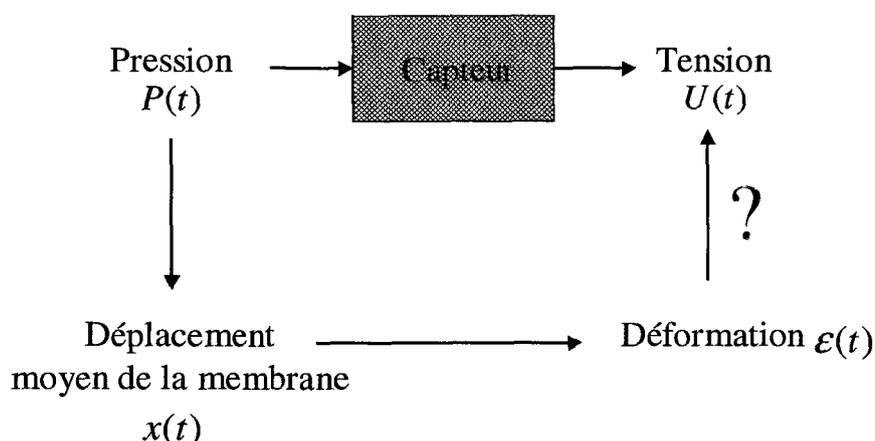


Figure 1.20 : Schéma récapitulatif des grandeurs intéressantes lors d'une mesure.

Un capteur de pression est une entité électromécanique qui, étant sollicité par un signal mécanique, dans notre cas une pression, délivre un signal en tension. La pression appliquée déforme la membrane sensible en silicium dans son étendue de mesure élastique, à l'intérieur de laquelle se trouve des jauges de mesures. La déformation de ses jauges produit une variation de courant récupérée par les moyens d'acquisition. Or, lorsque l'on souhaite valider expérimentalement la partie structure, on ne peut passer outre l'aspect électronique. Malheureusement, la relation entre les déformations et la tension n'est pas accessible.

Un modèle analytique reliant la pression à un déplacement de la membrane a été développé, mais ne permet pas de résoudre la difficulté présentée. La validation structurale du capteur ne peut donc être menée à son terme. L'unique possibilité afin d'exploiter la base de données expérimentales d'impact de gouttes d'eau sur le capteur est de s'affranchir numériquement du capteur, en quantifiant son influence sur la mesure.

c) Pression statique et dynamique

L'aspect dynamique du phénomène d'impact est ici mis en avant. En effet, l'impact de la goutte sollicite dynamiquement le système mécanique capteur + eau. Ce système réagit alors

connaissant le profil de pression dynamique théorique imposé et le signal réel délivré (à un facteur de jauge près, si le capteur reste dans son domaine linéaire de comportement), la fonction de transfert reliant les deux signaux peut être formalisée et quantifiée. Cette fonction de transfert permet ensuite d'obtenir des mesures de pression corrigées de l'influence du capteur et donc de délivrer la valeur de la pression de paroi dynamique exercée lors de l'impact sur la structure (Figure 1.22).

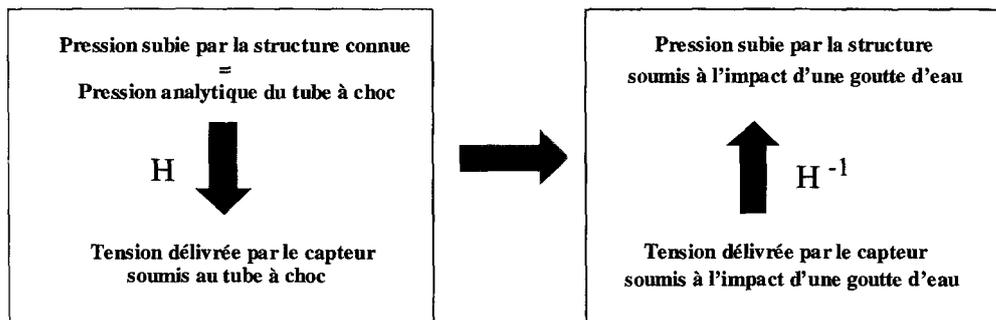


Figure 1.22 : Méthodologie de caractérisation de l'influence du capteur de pression.

Les expérimentations au tube à choc et la fonction de transfert établie ayant ainsi permis l'obtention d'une grandeur physique relative à l'impact d'une goutte d'eau sur une structure plane, un nouveau cas de validation des méthodes numériques peut alors être défini. Finalement ce travail s'attachera à évaluer les performances des méthodes numériques, en prenant comme paramètre d'évaluation la pression pariétale obtenue. Après avoir défini plus précisément la méthodologie d'obtention d'une grandeur numérique analogue, dans l'intérêt d'effectuer une comparaison expérimentale-numérique judicieuse, les différentes simulations sont présentées. La pression numérique est alors analysée et comparée avec la pression pariétale expérimentale.

**CHAPITRE 2. OBTENTION DE LA PRESSION EXERCÉE SUR UNE
STRUCTURE PAR L'IMPACT D'UNE GOUTTE
D'EAU [HABOUSSA ET AL., 2008]**

INTRODUCTION

Des approches expérimentales spécifiques s'avèrent nécessaires dans toute étape de démonstration industrielle de la validité des codes numériques, à condition toutefois de savoir comparer judicieusement les résultats numériques avec ces données expérimentales. En particulier, les pressions dynamiques intéressant le concepteur sont celles subies par la structure lors de l'impact avec un fluide, pressions dont l'évaluation peut être biaisée par le moyen de mesure.

Dans cette optique, Portemont a proposé d'étudier en laboratoire le cas expérimental de l'impact d'une goutte d'eau sur un capteur de pression [PORTEMONT, 2004a] [PORTEMONT, 2004b]. Le dispositif réalisé respecte l'alignement entre la trajectoire verticale de la goutte et l'axe du capteur. La vitesse d'impact est comprise entre 1 et 5 $\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$. De plus, deux tailles de gouttes sont étudiées ($2,8\cdot 10^{-3}$ et $4,2\cdot 10^{-3}$ m de diamètre). Le capteur sélectionné est un capteur relatif dont l'élément de mesure (membrane déformable en silicium) est protégé des éventuelles poussières et débris par une chambre d'accès (Fig. 2.1). Ce type de capteur était préconisé à une époque pour l'étude des impacts hydrodynamiques aux moyennes vitesses.

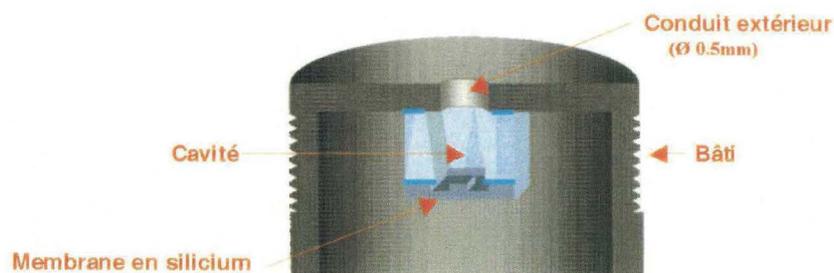


Figure 2.1 : Coupe du capteur de pression.

Les expérimentations effectuées ont mis en évidence une perturbation notable de la mesure en fonction de la configuration expérimentale, notamment en cas de présence initiale ou d'absence d'eau [HABOUSSA, 2006] à l'intérieur de la chambre du capteur. La variable qui nous intéresse est la pression dynamique subie effectivement par la structure (pression de paroi ou « pariétale »), variable nécessaire au dimensionnement ultérieur de la structure en terme de résistance à un impact hydrodynamique. Or, les profils de pression relevés (Fig. 2.2) ne correspondent pas exactement à la pression de paroi, car il s'avère qu'ils intègrent la réponse dynamique du moyen de mesure (capteur + eau éventuellement présente dans la chambre) à la sollicitation exercée par l'impact de la goutte [ERBER, 1983].

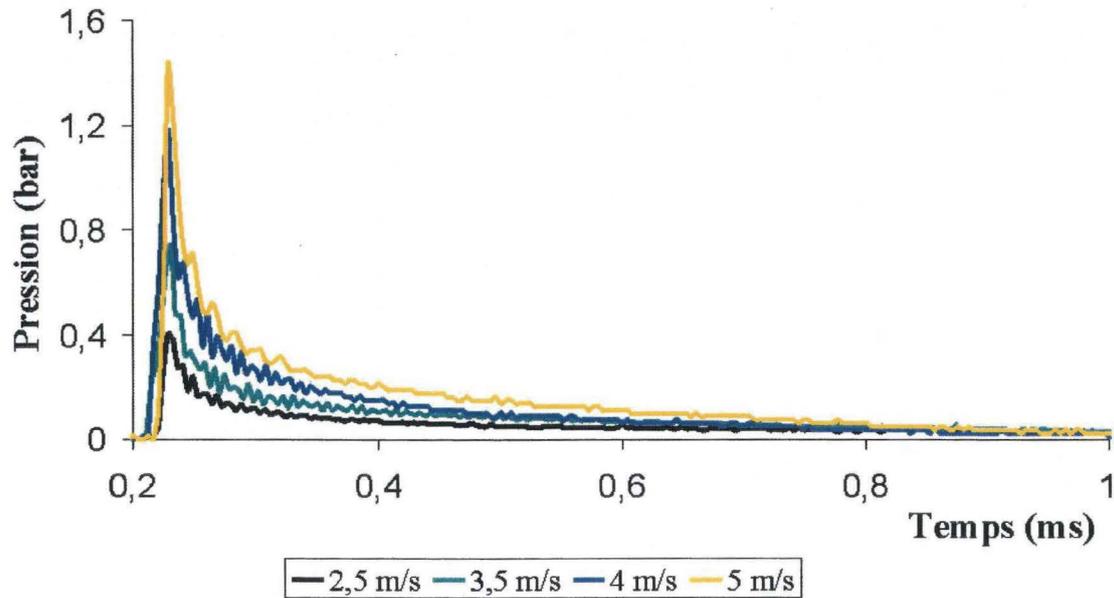


Figure 2.2 : Profils de pression relatés par le capteur soumis à l'impact d'une goutte d'eau.

L'exploitation de cette base de données ne peut donc être utilisée dans une optique de validation directe des méthodes numériques. En effet, la comparaison serait effectuée entre une expérience où la présence du capteur modifie le phénomène, et une simulation où ce capteur ne serait pas représenté. Le but du présent chapitre est de proposer une méthode de traitement des réponses expérimentales permettant de corriger la pression mesurée de l'influence du capteur en vue d'obtenir la pression pariétale théorique. Une telle correction permettrait de comparer directement les résultats des simulations numériques avec une grandeur expérimentale adéquate, à savoir la pression dynamique effectivement subie par la paroi de la structure modélisée.

Le processus d'étalonnage dynamique d'un capteur permet habituellement de définir la plage de validité des résultats (temps de montée et d'équilibre dynamique), et de déterminer les facteurs de jauge nécessaires à l'exploitation expérimentale des signaux électriques. Cette procédure peut également permettre de quantifier plus précisément l'interférence dynamique induite par le capteur sur la mesure de pression [JAUMOTTE, 1973] [LAVERGNE, 1978] : connaissant le profil de pression dynamique théorique imposé et le signal réel délivré (à un facteur de jauge près, si le capteur reste dans son domaine linéaire de comportement), la fonction de transfert reliant les deux signaux peut être formalisée et quantifiée. Cette fonction de transfert permet ensuite d'obtenir des mesures de pression corrigées de l'influence du capteur et donc de délivrer la valeur de la pression pariétale dynamique exercée lors de l'impact sur la structure.

Dans le but de proposer et de valider une méthode de traitement appropriée des réponses en pression dynamique délivrées par le capteur à cavité, une première analyse des résultats obtenus pour différentes configurations expérimentales nous a amené dans un premier temps à ne retenir, par souci de simplicité, que les résultats relatifs au cas où la chambre du capteur est initialement « entièrement » emplies d'eau [PORTEMONT, 2004a] [PORTEMONT, 2004b].

Le présent chapitre est donc articulé comme suit : les essais expérimentaux d'étalonnage dynamique au tube à choc du capteur de pression étudié, chambre initialement emplie d'eau, sont présentés, avec la mise en évidence des difficultés liées au remplissage de la chambre. On s'intéresse ensuite à la détermination de la fonction de transfert (caractérisant l'influence dynamique du capteur), et à son application aux résultats expérimentaux. Finalement, et avant de conclure, une analyse comparative est effectuée, avant et après traitement des résultats, sur les variables jugées caractéristiques de l'impact structural (pression maximale, impulsion et temps de montée dynamique).

2.1. Étalonnage dynamique et fonction de transfert

Plusieurs protocoles d'essais permettent d'effectuer l'étalonnage dynamique d'un capteur de pression. Pour des raisons de disponibilité et d'adéquation avec notre étude, le protocole retenu repose sur l'utilisation d'un tube à choc.

Le principe général de l'étalonnage consiste à générer un front de pression P_5-P_1 connu et supposé parfait (mesuré en paroi **rigide** de fond de tube par un capteur de référence), et de l'appliquer au capteur étudié [DAMION, 1995] [HJELMGREN, 2002]. La réponse du capteur soumis à cette sollicitation dynamique est ensuite relevée et analysée (Fig. 2.3).

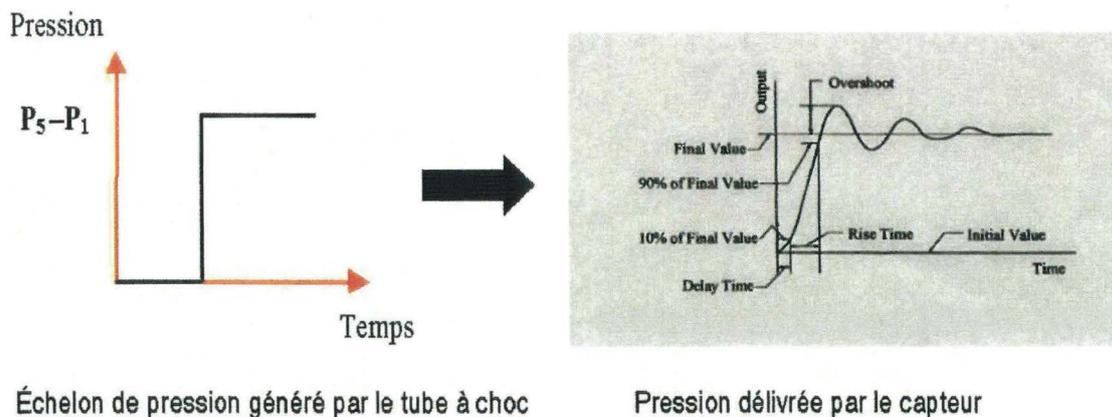


Figure 2.3 : Réponse dynamique théorique du capteur à un front de pression.

2.1.1. Présentation du protocole expérimentale - principe du tube à choc

Le tube à choc employé (Fig. 2.4), de section cylindrique constante, se compose d'une chambre haute pression contenant un gaz moteur (de l'air sous pression), et d'une chambre basse pression contenant le gaz de travail (de l'air à pression atmosphérique P_1). Les deux chambres sont séparées par une membrane en calque qui, sous la pression exercée par le gaz moteur, se rompt naturellement à l'instant initial t_0 . Une onde de compression se propage

alors dans le réservoir basse pression, pendant qu'une onde de détente se propage dans la chambre haute pression. Le capteur de pression, étudié avec sa cavité emplie d'eau, est placé en fond de tube basse pression (ainsi que le capteur de référence). Ce capteur de référence est un capteur relatif à membrane affleurante dont la grille de protection a été retirée. Les phénomènes de résonance de chambre sont ainsi évités [BROUCKAERT, 2002]. Une caractéristique de ce capteur de référence est de présenter une fréquence de résonance mécanique élevée (575.10^{+3} Hz), ce qui est intéressant dans un contexte dynamique. Un tel capteur ne peut être employé directement dans l'étude d'impacts hydrodynamiques car le contact entre l'eau à température ambiante et l'élément de mesure chauffé par le passage d'un courant électrique génère un gradient/choc thermique faussant la mesure [PORTEMONT, 2004a].



Figure 2.4 : Photographie du tube à choc étudié.

Le capteur à cavité, objet de la phase d'étalonnage, est donc soumis à un échelon de pression P_5-P_1 . La durée de cet échelon n'est pas infinie : suivant la longueur des chambres, une onde de détente (ou une discontinuité de contact) se réfléchit sur le fond du tube, modifiant la valeur de cet échelon. La durée entre la première sollicitation et la réflexion de la seconde onde est appelée temps de plateau ; les dimensions du tube à choc employé (Fig. 2.5) donnent un temps de plateau compris entre $1 \cdot 10^{-3}$ et $2,7 \cdot 10^{-3}$ s suivant le nombre de Mach du choc [SUDAN, 1981]. Pour le type de capteur étudié, ce temps de plateau est en théorie suffisamment long pour observer la mise à l'équilibre à la pression de consigne, et donc effectuer correctement l'étalonnage dynamique. Deux capteurs de pression supplémentaires sont placés en différents points de la chambre basse pression. La distance entre ces capteurs

étant connue, et l'analyse des signaux permettant de situer temporellement le passage de l'onde de choc (Fig. 2.6), la vitesse réelle de l'onde de choc et ainsi le nombre de Mach réel du choc peuvent être connus de façon expérimentale.

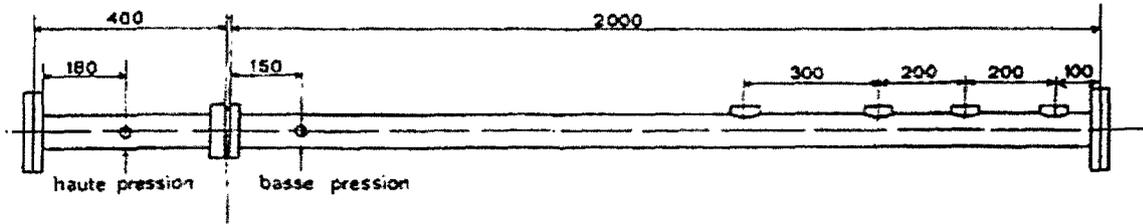


Figure 2.5 : Dimensions du tube à choc (mm).

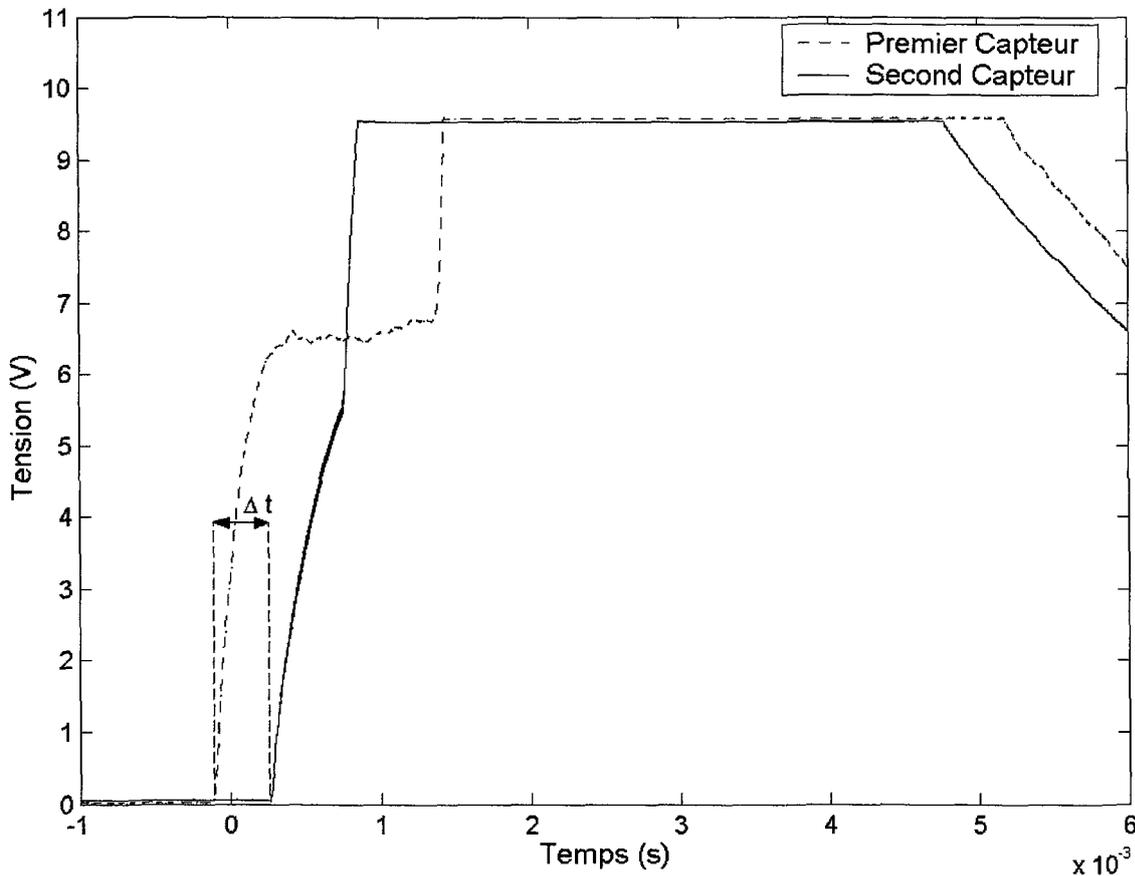


Figure 2.6 : Mesures des capteurs de pression placés dans la chambre basse pression.

Ce nombre de mach M_{sh} est théoriquement relié aux valeurs caractéristiques P_5 et P_1 par la relation (2.1) où γ est la constante des gaz parfaits [JAUMOTTE, 1973] [LAVERGNE, 1978] :

$$P_5 = P_1 \frac{2\gamma M_{sh}^2 - (\gamma - 1)(3\gamma - 1)M_{sh}^2 - 2(\gamma - 1)}{\gamma + 1 (\gamma - 1)M_{sh}^2 + 2} \quad (2.1)$$

C'est la valeur expérimentale qui sera utilisée par la suite, dans l'élaboration de la fonction de transfert (on a pu constater qu'elle différait de la valeur théorique). La présence de capteurs dans la chambre basse pression permet aussi de déclencher les moyens d'acquisition dynamique des réponses des deux autres capteurs placés en fond de tube (capteur à chambre et capteur de référence). Afin d'être cohérent dans la méthodologie proposée, à savoir pouvoir utiliser les résultats extraits de la campagne expérimentale d'impact de gouttes, les systèmes électroniques employés pour cet étalonnage dynamique sont identiques à ceux de [PORTEMONT, 2004a]. Les amplificateurs conditionneurs alimentant et amplifiant les signaux des capteurs en fond de tube sont des Vishay 2310, utilisés en large bande ; le système d'acquisition des données est un système Nicolet échantillonnant les signaux à une fréquence de $10 \cdot 10^6$ Hz. La réponse (électrique, amplifiée du facteur de jauge approprié) du capteur étudié est présentée Fig. 2.7. A ce stade, on s'aperçoit déjà que la réponse du moyen de mesure est totalement différente du signal d'entrée, à savoir un échelon de pression d'amplitude $P_5 - P_1$. Le capteur de pression objet de l'étude exerce donc une réelle influence sur la mesure, notamment à cause de la masse d'eau présente dans sa cavité.

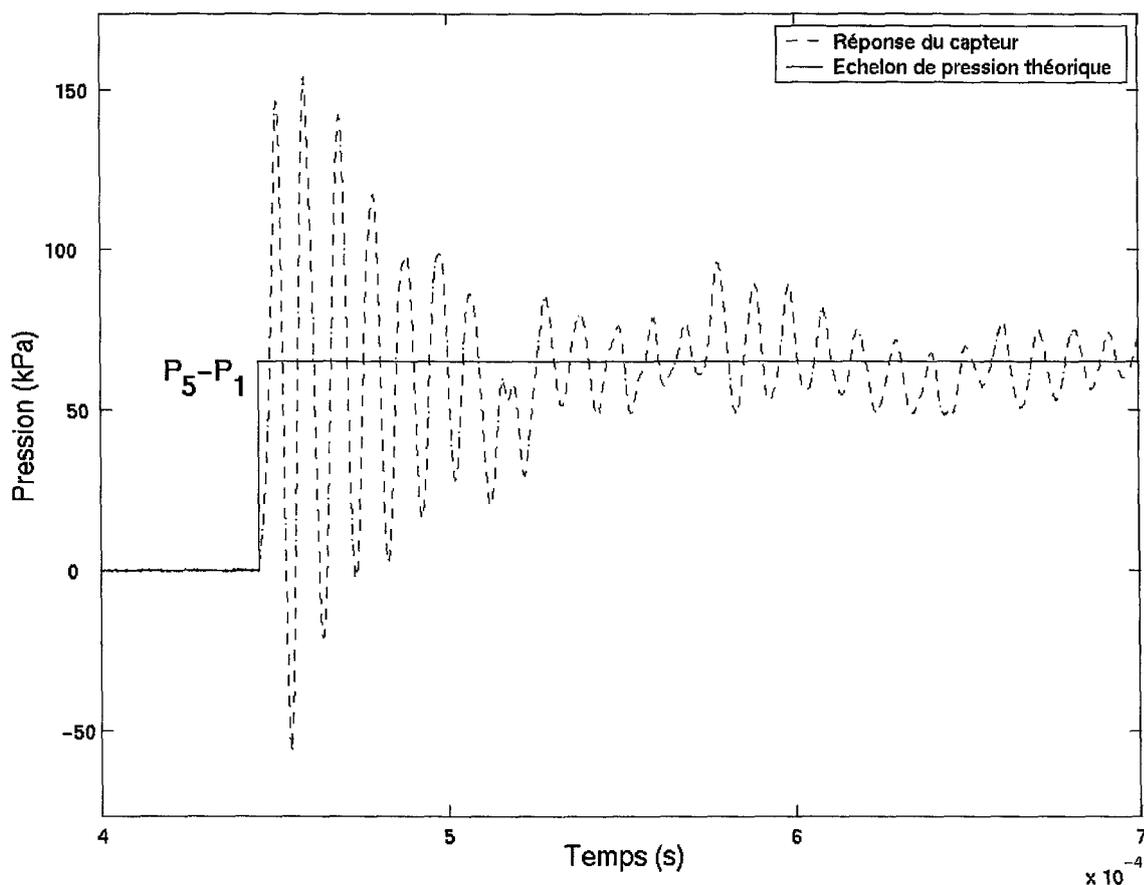


Figure 2.7 : Réponse du capteur de pression étudié à un échelon de pression.

2.1.2. Méthode de la détermination de la fonction de transfert

L'influence du capteur sur la mesure peut être décrite en termes de modifications du spectre fréquentiel, de l'amplitude et du déphasage du signal mesuré par rapport au signal d'entrée. Pour ce faire, les résultats d'essais, qui correspondent à des suites discrètes de N points où N dépend de la durée de l'échantillonnage (l'intervalle de temps entre chaque point échantillonné Δt vaut ici 10^{-7} s), sont transposés dans le domaine fréquentiel par transformation de Fourier discrète. Les réponses délivrées par les capteurs étant échantillonnées à 10 MHz, le critère de Shannon nous indique qu'il sera possible, par cette méthode, de traiter correctement la plage des fréquences allant jusqu'à 5 MHz. Cette plage est amplement suffisante pour couvrir les fréquences mécaniques qui nous intéressent dans ces essais.

Rappelons que la transformée de Fourier discrète d'un signal temporel $p(t)$ échantillonné s'écrit :

$$\forall k \in [0 : N - 1]: F(p(k)) = \sum_{n=0}^{N-1} p(n) e^{-2i\pi k \frac{n}{N}} \quad (2.2)$$

Le $k^{\text{ième}}$ terme de cette transformée de Fourier étant relatif, dans le domaine spectral, à la fréquence :

$$f(k) = \frac{k}{N \Delta t} \quad (2.3)$$

L'amplitude A et la phase ϕ peuvent être calculées pour chaque composante k (et fréquence $f(k)$ correspondante), comme suit :

$$\begin{aligned} F(p(k)) &= A(k) e^{i\Phi_j(k)} \\ \Phi(k) &= \text{Arg}(F(p(k))) \in [0; 2\pi] \\ A(k) &= |F(p(k))| \end{aligned} \quad (2.4)$$

Dans la suite du chapitre, l'indice th indexe les grandeurs et mesures relatives à l'échelon de pression théorique P_5 - P_1 , l'indice c indexe les grandeurs et mesures relatives au

capteur à chambre lors des essais au tube à choc, et l'indice g indexe celles du capteur à chambre lors des essais d'impact de goutte.

Les signaux théoriques et mesurés s'écrivent sous la forme de vecteurs de \mathcal{R}^N : \mathbf{P}_{th} , \mathbf{U}_g et \mathbf{U}_c . Le vecteur de pression théorique (d'entrée) \mathbf{P}_{th} est reconstruit trivialement en discrétisant à la fréquence d'échantillonnage expérimentale la fonction suivante :

$$P_{th}(t) = (P - R)H(t - t_s) \quad (2.5)$$

H est la fonction d'Heaviside, et t_s le paramètre de calage temporel des pressions.

D'autre part, afin d'obtenir des vecteurs homogènes entre eux en terme d'unités (Pression), on applique un coefficient de conversion statique K (supposé unique et égal quelle que soit la campagne expérimentale, la précaution étant prise de conserver la même chaîne d'acquisition) aux résultats des mesures électriques issues du capteur à chambre. On peut alors écrire les nouveaux vecteurs de pression :

$$\mathbf{P}_c = K \mathbf{U}_c \quad \text{et} \quad \mathbf{P}_g = K \mathbf{U}_g \quad (2.6)$$

Il est alors possible d'écrire la transformée de Fourier discrète de ces signaux :

$$\forall k \in [0 : N - 1]: \begin{cases} F(p_{th}(k)) = \sum_{n=0}^{N-1} p_{th}(n) e^{-2i \pi k \frac{n}{N}} \\ F(p_c(k)) = \sum_{n=0}^{N-1} p_c(n) e^{-2i \pi k \frac{n}{N}} \\ F(p_g(k)) = \sum_{n=0}^{N-1} p_g(n) e^{-2i \pi k \frac{n}{N}} \end{cases} \quad (2.7)$$

La correction dans l'espace fréquentiel des mesures relatives au capteur à chambre soumis à l'impact d'une goutte, revient finalement à effectuer l'opération suivante dans l'espace de Fourier (l'exposant *corr* correspond à cette mesure corrigée) :

$$\forall k \in [0 : N - 1], F(p_g^{corr}(k)) = \frac{A_g(k) A_{ref}(k)}{A_c(k)} e^{i(\Phi_g(k) - \Phi_{ref}(k) + \Phi_{c(k)})} \quad (2.8)$$

On obtient ainsi, pour revenir dans l'espace temporel, la fonction de transfert discrète H_N du capteur (obtenue par étalonnage dynamique au tube à choc) :

$$\begin{aligned}
 & H_N : \mathfrak{R}^N \rightarrow \mathfrak{R}^N \\
 & \forall n \in [0 : N - 1], p_g(n) = p_g(t_n) \rightarrow p_g^{corr}(n) \quad (2.9) \\
 \text{soit :} \quad & \forall n \in [0 : N - 1], p_g(t_n) \rightarrow \frac{1}{N} \sum_{k=0}^{N-1} F(p_g^{corr}(k)) e^{2i\pi k \frac{t_n}{t_N + \Delta t}}
 \end{aligned}$$

Cette fonction de transfert H_N permet finalement de traiter toute réponse du capteur à chambre, en particulier soumis à l'impact d'une goutte d'eau, et de retrouver la valeur de la pression de paroi que subirait une structure plane (de raideur locale équivalente à celle de la paroi du tube à choc) soumise à la même sollicitation dynamique.

2.1.3. Évaluation de la fonction de transfert réelle

Lors de l'étalonnage dynamique au tube à choc, l'échelon de pression $P_5 - P_1$ est généré lors la rupture « instantanée » de la membrane en calque. Or cette rupture idéale ne peut être physique, contrairement aux hypothèses théoriques posées : la fonction de transfert développée au chapitre précédent n'est donc qu'une approximation théorique de la fonction de transfert réelle.

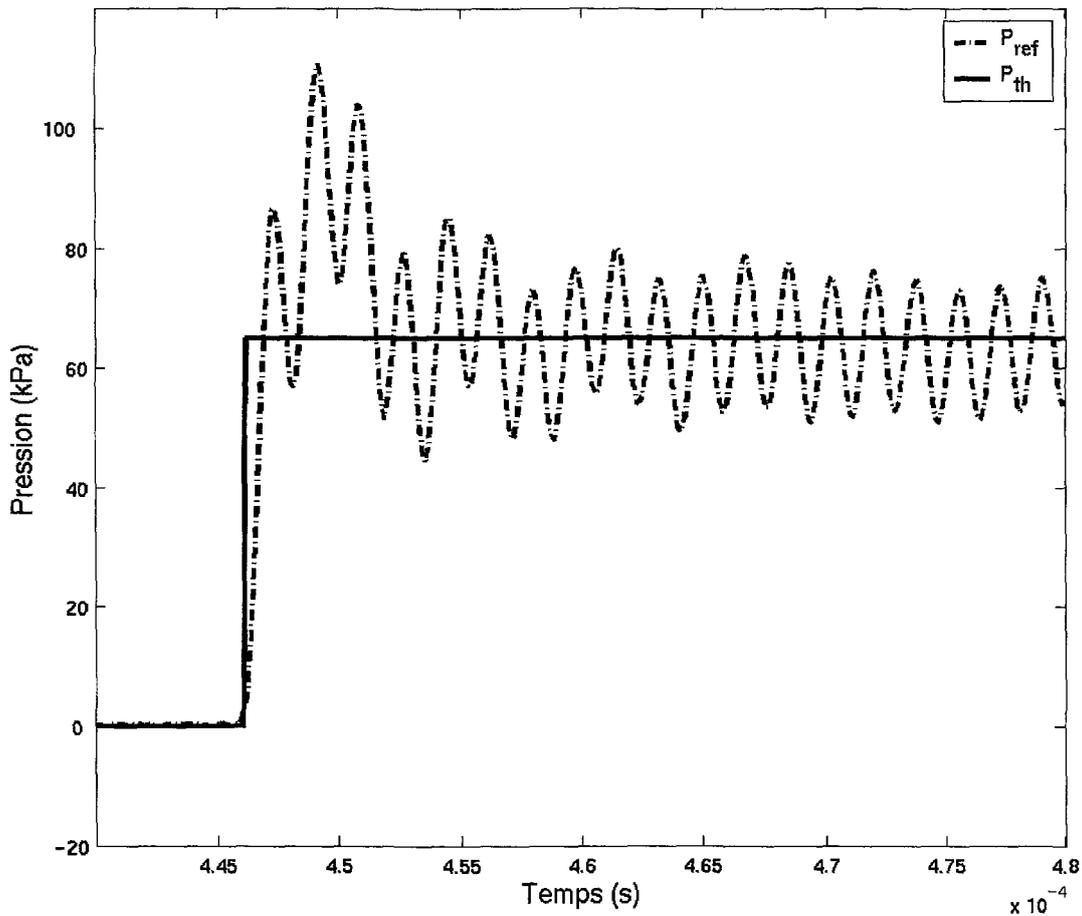


Figure 2.8 : Réponse du capteur de référence à un échelon de pression.

Pour étudier la pertinence de cette approximation, nous proposons d'utiliser la réponse du capteur dit « de référence », placé à côté du capteur à chambre sur la paroi du fond du tube à choc, en lieu et place du signal d'entrée théorique P_{th} . Nous noterons ce signal : P_{ref} . La fonction de transfert correspondante est aisément obtenue en suivant les mêmes étapes que dans le cas théorique précédent. Cependant, le traitement du cas réel lève quelques difficultés supplémentaires, que révèle l'étude de la réponse dynamique de ce capteur de référence lors des essais au tube à choc (Fig. 2.8).

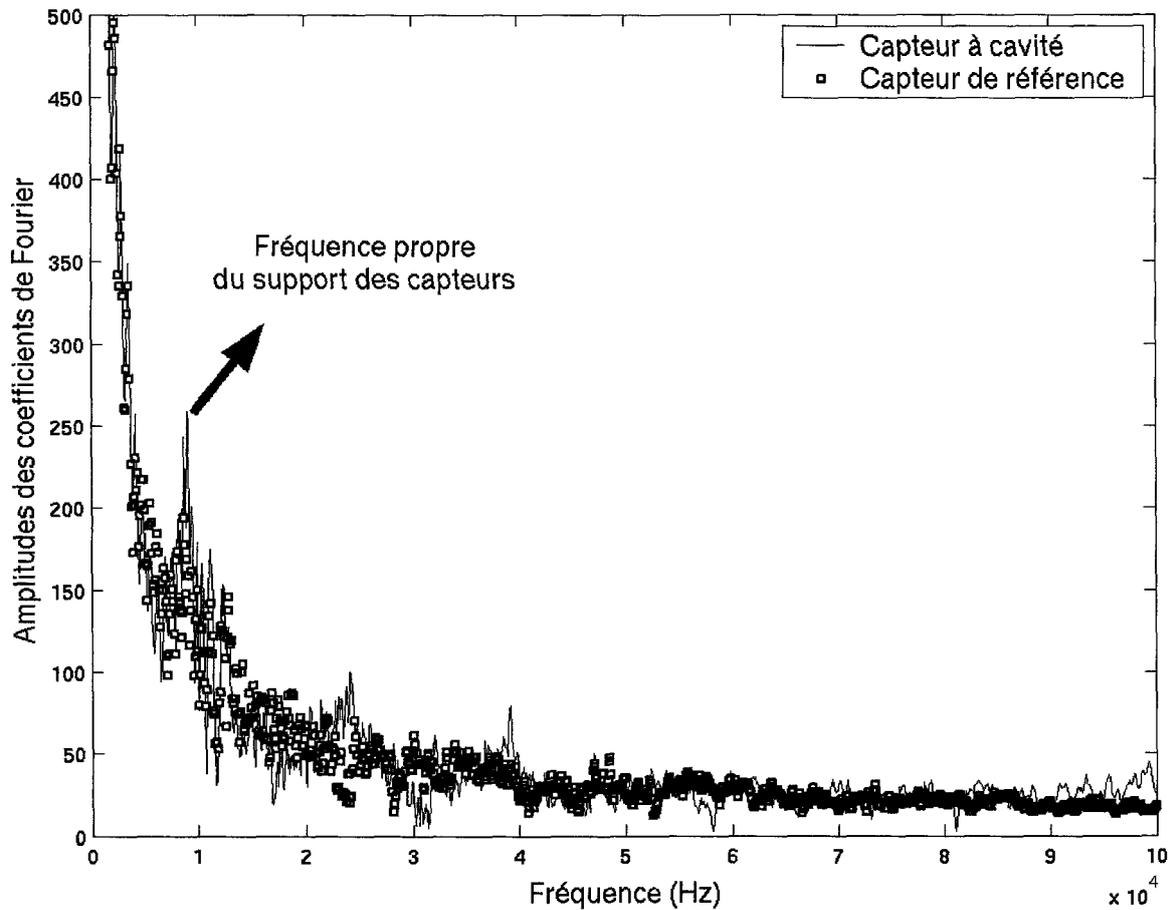


Figure 2.9 : Comparaison des spectres fréquentiels du capteur à chambre et du capteur de référence, lors d'un même essai au tube à choc.

En effet, la transformée de Fourier du signal mesuré par le capteur de référence (Fig. 2.9 et 2.10) met en évidence deux fréquences particulières. La première, d'environ $8 \cdot 10^3$ Hz, apparaît sur les deux signaux (capteur à chambre et de référence) et semble donc correspondre à une fréquence propre mécanique du tube à choc, support des deux capteurs. Ce phénomène relevant de la structure (paroi) sur laquelle le capteur à chambre est fixé et non du capteur lui-même, il ne doit pas être traité par la fonction de transfert [BROUCKAERT, 2002].

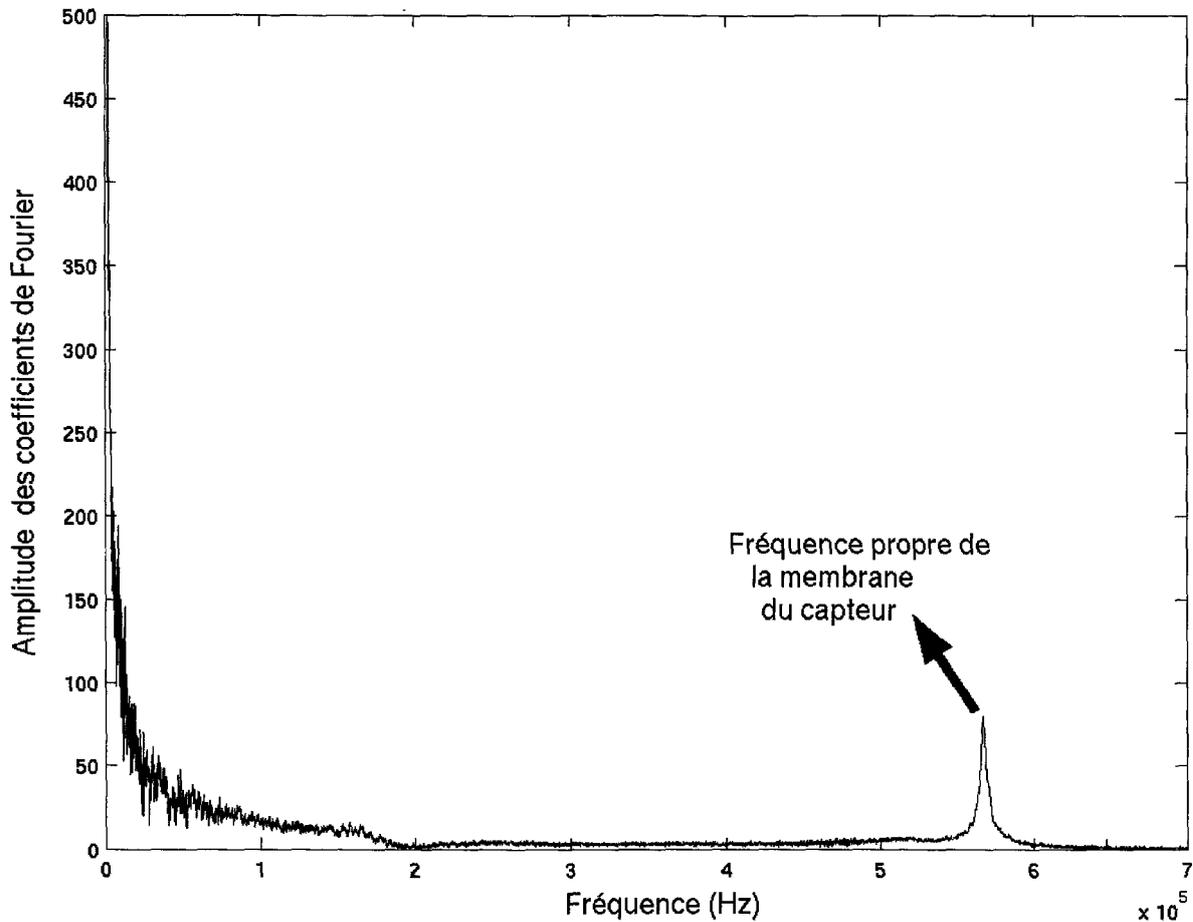


Figure 2.10 : Spectre large du capteur de référence.

La seconde fréquence (Fig. 2.10) qui se détache dans le spectre du capteur de référence est nettement plus élevée : $575 \cdot 10^3$ Hz. Elle semble correspondre, d'après la documentation technique de ce capteur, à la fréquence de résonance de la membrane de mesure en silicium f_0 . Cette contribution spectrale étant intrinsèque au capteur de référence, une correction s'avère nécessaire en amont de l'établissement de la fonction de transfert réelle du capteur à chambre. Pour cela, nous proposons simplement de « filtrer » les termes correspondant à la plage fréquentielle de vibration de la membrane de ce capteur. Cette correction se fait dans le domaine fréquentiel sur la transformée de Fourier du signal du capteur de référence \mathbf{P}_{ref} . Une fois filtrée, la mesure temporelle délivrée par le capteur de référence nous permet de remonter à la sollicitation dynamique réellement appliquée en entrée du capteur à chambre (Fig. 2.11).

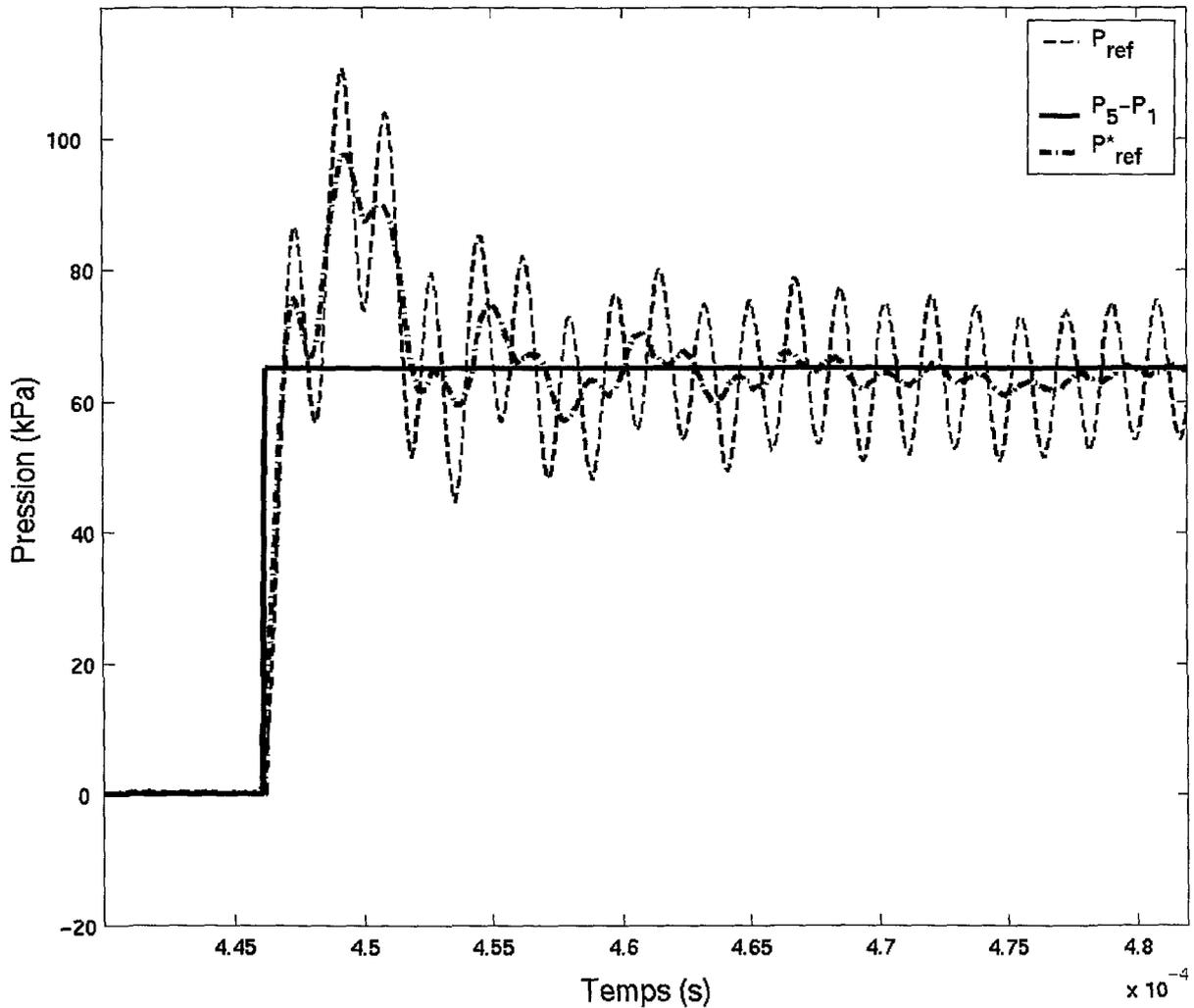


Figure 2.11 : Pression supposée réelle appliquée sur la structure.

Cette sollicitation, différente de l'échelon de pression théorique précédemment utilisé, est supposée (hors participation du support du capteur) correspondre exactement à l'évolution de la pression de paroi mesurée en fond de tube consécutivement à la rupture du calque. Connaissant cette pression d'entrée réelle \mathbf{P}_{ref}^* , l'étalonnage dynamique permet d'établir la fonction de transfert réelle du capteur à chambre H^* . L'application de cette fonction de transfert au signal de pression \mathbf{P}_g mesuré par le capteur lors d'impacts de gouttes d'eau donne ainsi une pression corrigée réelle \mathbf{P}_g^{corr*} :

$$H^* : p_g(t) \rightarrow p_g^{corr*}(t) \approx p_{réelle}(t) \quad (2.10)$$

2.2. Taux de remplissage de la chambre et réponse dynamique du capteur

La principale difficulté de mise en œuvre du protocole expérimental proposé réside dans l'introduction du liquide (l'eau) à l'intérieur de la chambre du capteur. En effet, cette chambre n'est accessible que par un conduit de très faible diamètre (Fig. 2.1) et les forces de tension superficielle à l'intérieur de ce cylindre s'opposent fortement à l'écoulement du liquide dans la chambre. Pour résoudre cette difficulté, une pompe à vide, dans laquelle est contenue une quantité suffisante de liquide, est utilisée (Fig. 2.12). L'air situé dans la chambre est ainsi aspiré sous vide et remplacé par de l'eau quand la pression est rétablie dans l'enceinte.

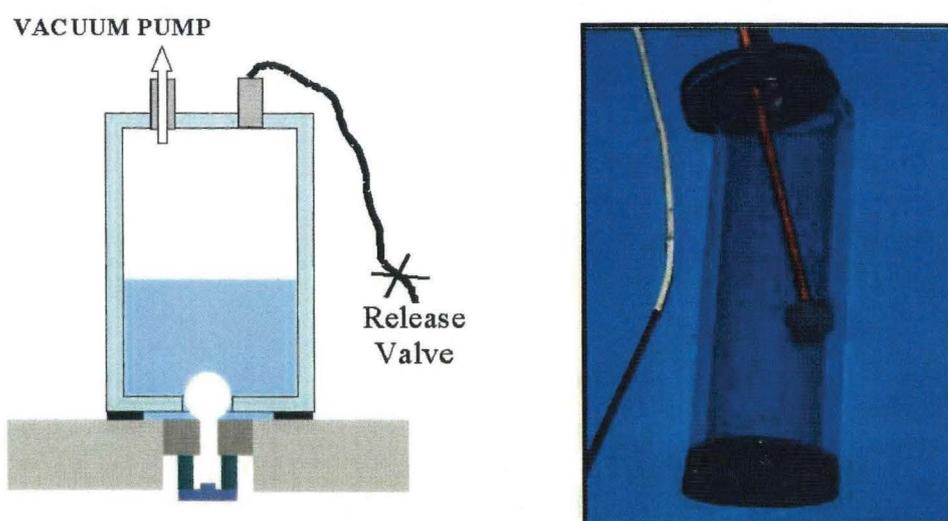


Figure 2.12 : Protocole de remplissage de la chambre du capteur à l'aide d'une pompe à vide.

Néanmoins, cette manière de procéder reste assez délicate de mise en œuvre, et la répétitivité du remplissage de la chambre n'est pas assurée : en effet, pour une même vitesse d'impact, plusieurs essais ont systématiquement été réalisés, qui révèlent - toutes choses étant égales par ailleurs - des différences qui seront finalement attribuées à des taux de remplissage de chambre sans doute différents. Ceci signifie qu'à chaque essai (au tube à choc ou d'impact de goutte d'eau) réalisé avec la chambre préalablement « emplie » d'eau, correspond un système de mesure (capteur + eau) et donc une fonction de transfert potentiellement différente. Pour pouvoir tenir compte de cette dispersion de la quantité d'eau introduite dans la chambre dans la phase d'identification de la fonction de transfert du capteur, il est nécessaire d'imaginer une méthode d'évaluation quantitative de ces taux de remplissage. Une fois cela fait, il nous faudra établir une table de correspondance entre les essais d'impacts de goutte et les essais au tube à choc, sur la base de la valeur de ce taux de remplissage pour chaque essai. Cette précaution étant prise, nous pourrons dérouler les étapes décrites dans §2 et traiter la base de résultats.

2.2.1. Détermination de la fréquence propre théorique du capteur avec chambre emplie d'eau

Une variation de la quantité d'eau présente dans la chambre peut être mise en évidence expérimentalement en recourant une nouvelle fois à la transformée de Fourier du signal. En effet, la masse de liquide présent dans la chambre modifie la réponse vibratoire du capteur étudié (nouveau système mécanique : membrane de mesure et masse d'eau ajoutée), lorsqu'il est soumis à une sollicitation dynamique. La suite des travaux vise donc à la détermination d'une relation entre certaine fréquence fondamentale du signal délivré par le capteur et la quantité d'eau présente dans la chambre. Dans un premier temps, une évaluation analytique de cette relation entre la fréquence propre de résonance du capteur et le taux de remplissage de la chambre est effectuée.

Afin de déterminer la fréquence propre du système mécanique eau/capteur, c'est à dire la membrane et la masse du liquide contenu dans la chambre, un modèle vibratoire simplifié est proposé (piston équivalent). Il est schématisé par un système masse-ressort-amortisseur à 1 degré de liberté (Fig. 2.13). Ce système, soumis à une sollicitation dynamique $F_p(t)$, entraîne une déformation dynamique de la membrane en silicium, déformation assimilée en première approximation à un déplacement unidimensionnel $x(t)$.

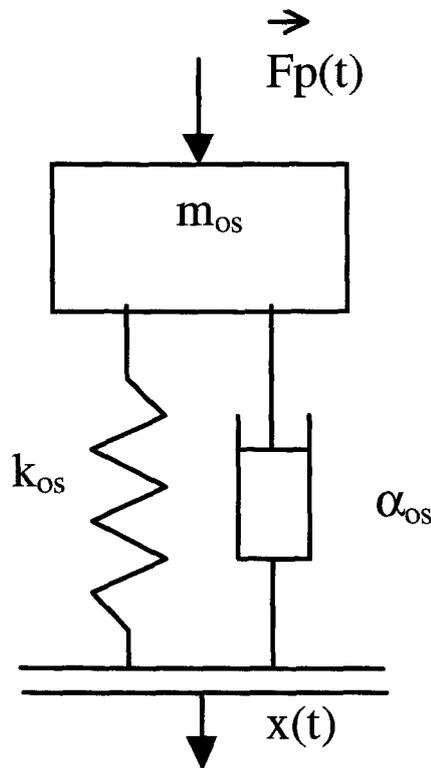


Figure 2.13 : Modèle vibratoire du capteur.

Les caractéristiques de ce modèle sont la raideur k_{0s} du ressort, la masse m_{0s} équivalente d'un point de vue cinétique (masse du capteur et « masse ajoutée » d'eau), et le

coefficient d'amortissement α_{os} . La fréquence propre du système, la masse m_{os} et la raideur k_{os} sont reliées par la formule :

$$F_{os} = \sqrt{\frac{k_{os}}{m_{os}}} \quad (2.11)$$

Détermination de la masse équivalente : m_{os}

La détermination de la masse équivalente m_{os} du système s'obtient en détaillant l'expression de l'énergie cinétique du système dynamique étudié, en supposant que la membrane se déplace à une vitesse $\frac{dx}{dt}$. D'un côté, l'énergie cinétique du système mécanique équivalent (piston) peut s'écrire :

$$T = \frac{1}{2} m_{os} \frac{dx^2}{dt} \quad (2.12)$$

De l'autre, cette énergie s'obtient également à partir de l'écriture des énergies cinétiques du fluide relativement aux différentes sections de la chambre (Fig. 2.14). Ces énergies cinétiques dépendent logiquement de la masse interne et de la vitesse du fluide dans chacune de ces sections.

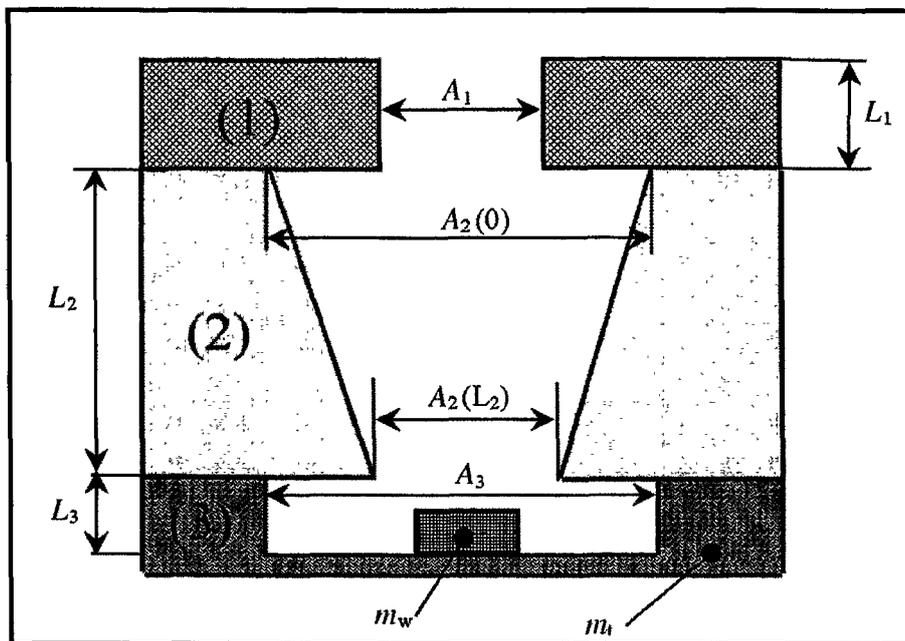


Figure 2.14 : Coupe schématique du capteur de pression.

Connaissant la géométrie de la chambre du capteur, l'écriture de la conservation de la masse permet de relier la vitesse du fluide dans chacune de ces sections à la vitesse de déplacement de la membrane $\frac{dx}{dt}$. L'égalisation des deux expressions ainsi obtenues nous permettra de déterminer le terme de masse équivalente.

Dans la suite du chapitre, les indices 1, 2 et 3 indexent les sections des différentes parties du capteur (Fig. 2.14), A_1 , $A_2(0)$, $A_2(L_2)$ et A_3 correspondant aux différentes sections ; la section variable de la zone (2) s'écrit :

$$A_2(x') = \frac{A_2(L_2) - A_2(0)}{L_2} x' + A_2(0) \quad (2.13)$$

Les dimensions des différentes parties de la chambre sont : $A_1 = 1.96 \cdot 10^{-7} \text{ m}^2$, $A_2(0) = 0.6006 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2$, $A_2(L_2) = 0.4096 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2$, $A_3 = 0.79388 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2$, $L_1 = 5 \cdot 10^{-4} \text{ m}$, $L_2 = 4.52 \cdot 10^{-4} \text{ m}$, et $L_3 = 0.072 \cdot 10^{-3} \text{ m}$.

Notons m_t la masse vibrante du capteur, correspondant à la masse de la membrane en silicium ($m_t = 3.926 \cdot 10^{-8} \text{ kg}$), m_w la masse d'eau équivalente à la masse d'eau qu'occuperait le volume correspondant à l'appendice de la membrane ($m_w = 6.97 \cdot 10^{-9} \text{ kg}$), et ρ la masse volumique de l'eau. La masse totale « statique » d'eau pouvant être contenue dans la chambre vaut donc :

$$m_s = \rho \left(A_1 L_1 + A_3 L_3 + \frac{1}{2} L_2 (A_2(L_2) + A_2(0)) \right) - m_w = 3.76 \cdot 10^{-7} \text{ kg}.$$

Considérons, dans un souci de simplification, le problème comme étant unidimensionnel.

Soit V_1 la vitesse débitante dans la partie (1), et $v_2(x')$ la vitesse dans la partie (2). On peut écrire l'énergie cinétique T du système :

$$T = E_{k1} + E_{k2} + E_{k3} + E_{k\text{membrane}} \quad (2.14)$$

Soit :

$$T = \iiint_{\Omega_2} \rho (m) v(M)^2 d\Omega_2 + \frac{1}{2} \rho A_1 L_1 V_1^2 + \frac{1}{2} (\rho A_3 L_3 - m_w) \left(\frac{dx}{dt} \right)^2 + \frac{1}{2} m_t \left(\frac{dx}{dt} \right)^2 \quad (2.15)$$

De plus, la conservation de la masse dans l'écoulement implique :

$$V_1 A_1 = A_2(0) v_2(0) = A_2(L_2) v_2(L_2) = A_2(x') v_2(x') = A_3 \frac{dx}{dt} \quad (2.16)$$

Et donc, l'énergie cinétique devient :

$$T = \frac{1}{2} \left[\iiint_{\Omega_1} \frac{\rho A_3^2}{A_2^2(x')} d\Omega_1 + \rho \frac{A_3^2 L_1}{A_1} + \rho A_3 L_3 - m_w + m_t \right] \left(\frac{dx}{dt} \right)^2 \quad (2.17)$$

L'expression entre crochets correspond à la masse équivalente m du système capteur eau, en supposant la chambre entièrement remplie et un ménisque affleurant. Une intégration spatiale permet de connaître m_{os} en fonction des paramètres connus du problème :

$$m_{os} = \rho \frac{A_3^2 L_2}{A_2(L_2) - A_2(0)} \ln \frac{A_2(L_2)}{A_2(0)} + \rho \frac{A_3^2 L_1}{A_1} + \rho A_3 L_3 - m_w + m_t \quad (2.18)$$

En effectuant l'application numérique, on trouve pour masse équivalente du système (qui correspond à un taux de remplissage T_r valant 1) $m_{os} = 2.26 \cdot 10^{-6}$ kg, correspondant à une masse d'eau ajoutée m_a valant : $m_a = m_{os} - m_t = 2.22 \cdot 10^{-6}$ kg. Cette masse ajoutée d'eau se révèle être plus importante que la masse statique maximale d'eau d'un facteur :

$$\mu = \frac{m_a}{m_s} = 5.89 \quad (2.19)$$

avec :

$$m_{os} = m_a + m_t = \mu m_s + m_t \quad (2.20)$$

Détermination de la raideur équivalente : k_{os}

Le fluide étant incompressible, les raideurs des zones (1), (2) et (3) sont très grandes comparées à la raideur k_t de la membrane. On a $k_t = m_t F_t^2$, où $F_t = 473 \cdot 10^3$ Hz est la fréquence propre de la membrane obtenue par un étalonnage dynamique du capteur vide d'eau. Le système étudié est un système vibratoire monté en série, on peut donc écrire :

$$\frac{1}{k_{os}} = \frac{1}{k_t} + \frac{1}{k_1} + \frac{1}{k_2} + \frac{1}{k_3} \quad \text{soit :} \quad \frac{1}{k_{os}} \approx \frac{1}{k_t} \quad (2.21)$$

Détermination de la fréquence théorique du système vibratoire : F_{os}

Connaissant les caractéristiques vibratoires k_{os} et m_{os} du système, on peut alors calculer la fréquence recherchée du système dynamique capteur-eau :

$$F_{os} = \sqrt{\frac{k_{os}}{m_{os}}} \quad (2.22)$$

Soit :

$$F_{os} = \sqrt{\frac{k_t}{m_{os}}} \Rightarrow F_{os} = \sqrt{\frac{k_t}{m_t}} \sqrt{\frac{m_t}{m_{os}}} \quad (2.23)$$

On obtient ainsi la fréquence propre théorique du système par la relation :

$$F_{os} = F_t \sqrt{\frac{m_t}{m_{os}}} \quad (2.24)$$

ou encore :

$$F_{os} = F_t \sqrt{\frac{m_t}{\mu m_s + m_t}} \quad (2.25)$$

En tenant compte des paramètres géométriques et matériaux du capteur, on peut grâce à cette formule évaluer la fréquence propre du capteur avec sa chambre remplie d'eau : $F_{os} \approx 65,6 \cdot 10^3$ Hz. Une analyse spectrale des mesures expérimentales permet de retrouver cette fréquence (cf. Fig. 2.15). La connaissance de l'ordre de grandeur de cette fréquence permet de détacher dans le champ spectral le pic fréquentiel relatif au taux de remplissage de la cavité des pics fréquentiels relatifs à l'essai même.

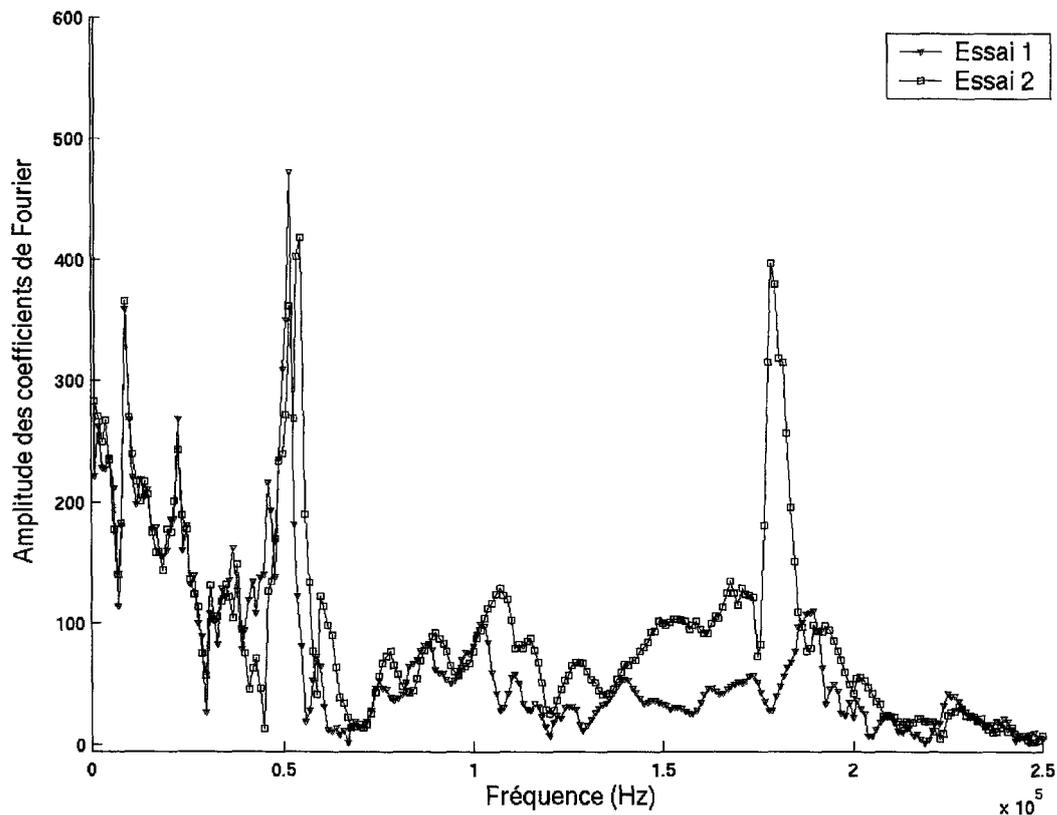


Figure 2.15 : Coupe schématique du capteur de pression.

2.2.2. Etablissement de la table de correspondance entre essais d'impact de gouttes et essais d'étalonnage dynamique au tube à choc

Afin d'établir une table de correspondance des taux de remplissage entre essais d'impact de goutte et essais d'étalonnage dynamique du capteur à chambre, une analyse fine

de la base de données, établie pour différentes vitesses d'impact comprises entre 1 et 5 m.s⁻¹, est tout d'abord effectuée.

La méthode présentée dans le paragraphe §2.1 permet de retrouver le taux de remplissage T_r effectif de la chambre du capteur en effectuant une transformée de Fourier du signal. En effet, l'ordre de grandeur de la fréquence propre du système étant connu grâce au modèle analytique présenté précédemment, on peut identifier la fréquence F_{exp} correspondante à l'essai (Fig. 2.16).

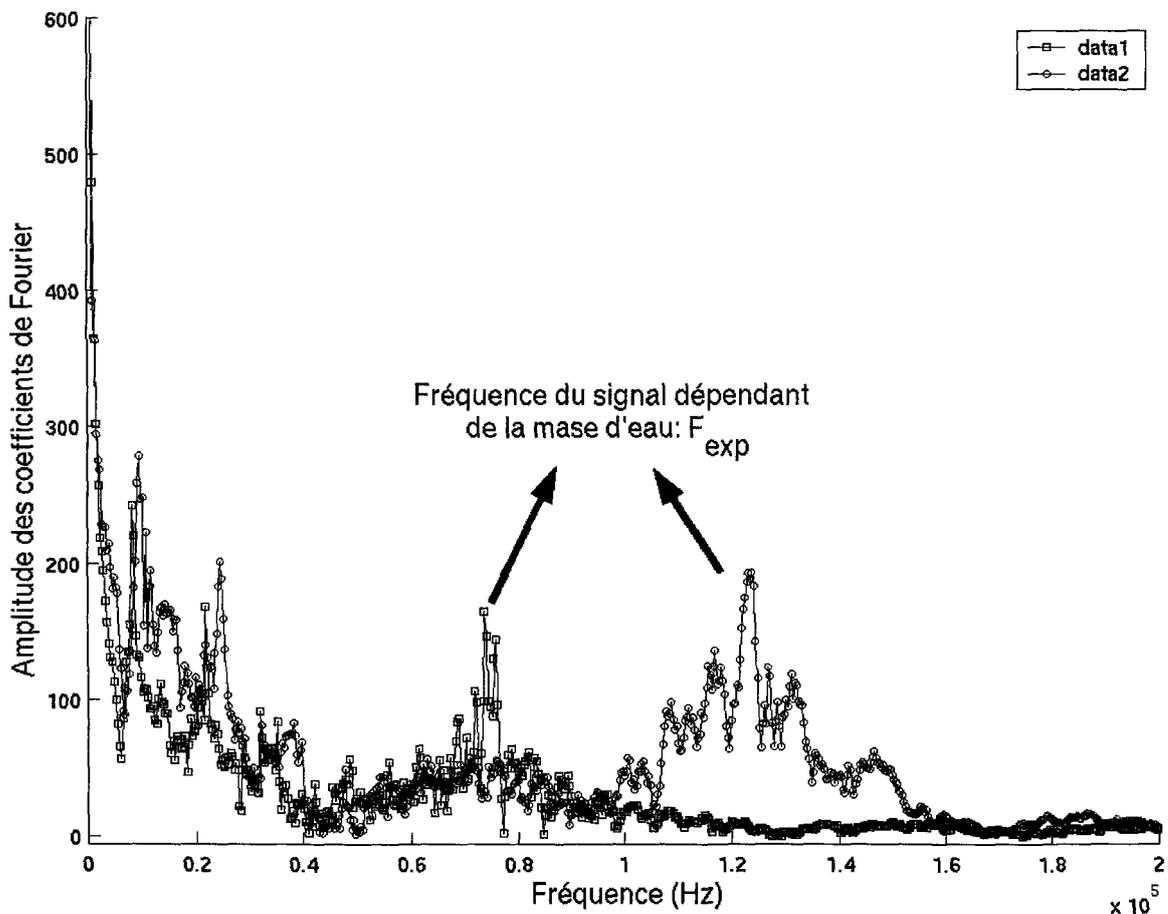


Figure 2.16 : Analyse spectrale des mesures.

En reprenant les équations (2.25), nous obtenons pour valeur du taux de remplissage (m_s^* , masse statique réelle d'eau), en faisant l'hypothèse de linéarité du coefficient $\mu = \frac{m_a}{m_s}$:

$$F_{exp} = F_t \sqrt{\frac{m_t}{\mu m_s^* + m_t}} \quad (2.26)$$

Soit :

$$T_r = \frac{m_s^*}{m_s} = \frac{m_t}{\mu m_s} \left(\frac{F_t^2}{F_{\text{exp}}^2} - 1 \right) \quad (2.27)$$

De plus, suivant l'essai au tube à choc réalisé, la possible présence d'un ménisque extérieur au conduit peut amener à considérer une masse d'eau interne au capteur supérieure à la masse d'eau théorique m_s . Afin d'être cohérent avec la notion de taux de remplissage, cette masse sera supposée être égale à la masse d'eau contenue dans le capteur lors de l'essai correspondant à un remplissage maximal. On peut ainsi paramétrer ces essais en fonction du taux de remplissage réel de la chambre du capteur (Fig. 2.17).

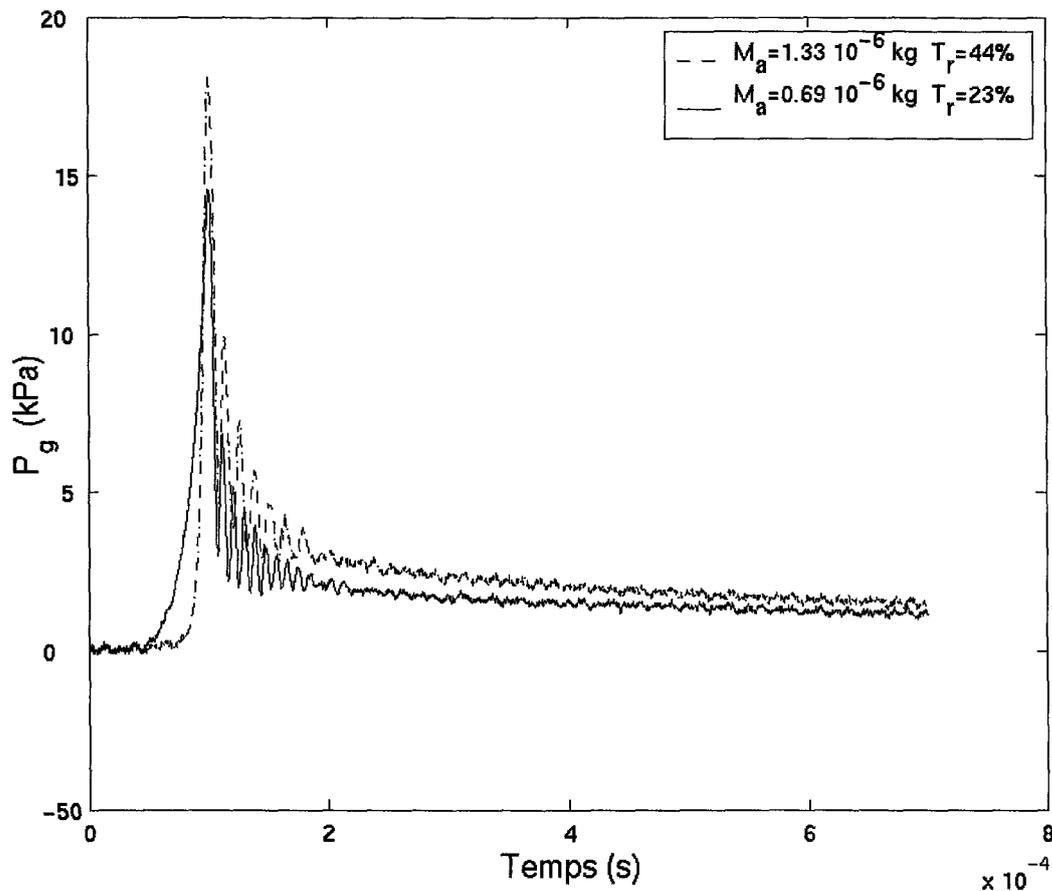


Figure 2.17 : Analyse spectrale des mesures.

Cette procédure permet finalement de quantifier le taux de remplissage de la chambre pour chaque essai d'impact de goutte, et de commencer à alimenter la première partie de la table de correspondance (Fig. 2.18). Ceci fait, des essais d'étalonnage dynamique du capteur à chambre sont réalisés au tube à choc, en répétant l'opération de remplissage autant de fois que nécessaire jusqu'à ce que la seconde partie de la table de correspondance soit complétée (on dispose alors d'autant d'essais dynamiques d'impact de goutte que d'essais tube à choc, à taux de remplissage de la chambre identique).

Lors de cette seconde étape, il arrive que plusieurs essais d'étalonnage dynamique correspondent finalement à un même taux de remplissage, mais que les mesures diffèrent néanmoins (la rupture de la membrane n'est pas un phénomène parfaitement répétitif) : dans ce cas, on choisit de retenir parmi les résultats d'essais d'étalonnage celui qui présente la réponse la plus sévère en terme de pic de pression (approche de type conservative).

L'identification de la masse d'eau présente dans la chambre du capteur pour chaque essai (au tube à choc et d'impact de goutte) permet finalement d'établir une fonction de transfert pour chaque taux de remplissage observé lors des essais d'impact de gouttes.

2.3. Traitement des essais d'impact de gouttes et analyse des résultats

Le calcul de la fonction de transfert et le traitement des résultats d'essais sont programmés sous le logiciel MATLAB. La pression pariétale (pression qui serait appliquée sur une surface plane en l'absence de capteur à chambre, lors d'un impact de goutte) est alors calculée pour chaque vitesse d'impact, diamètre de goutte et autre paramètre étudié dans la campagne expérimentale de Portemont.

Afin d'évaluer l'intérêt et la robustesse de la méthodologie proposée, deux fonctions de transfert différentes, associées d'une part à deux taux de remplissage fortement différents (Fig. 2.18), et d'autre part à deux taux de remplissage peu différents (Fig. 2.19), sont appliquées aux résultats d'un essai d'impact de goutte d'eau. Les profils de pression pariétale obtenus s'avèrent très différents pour le premier cas, et très similaires pour le second, révélant l'intérêt de cette prise en compte, et la relative robustesse de la méthode par rapport au taux de remplissage de la cavité.

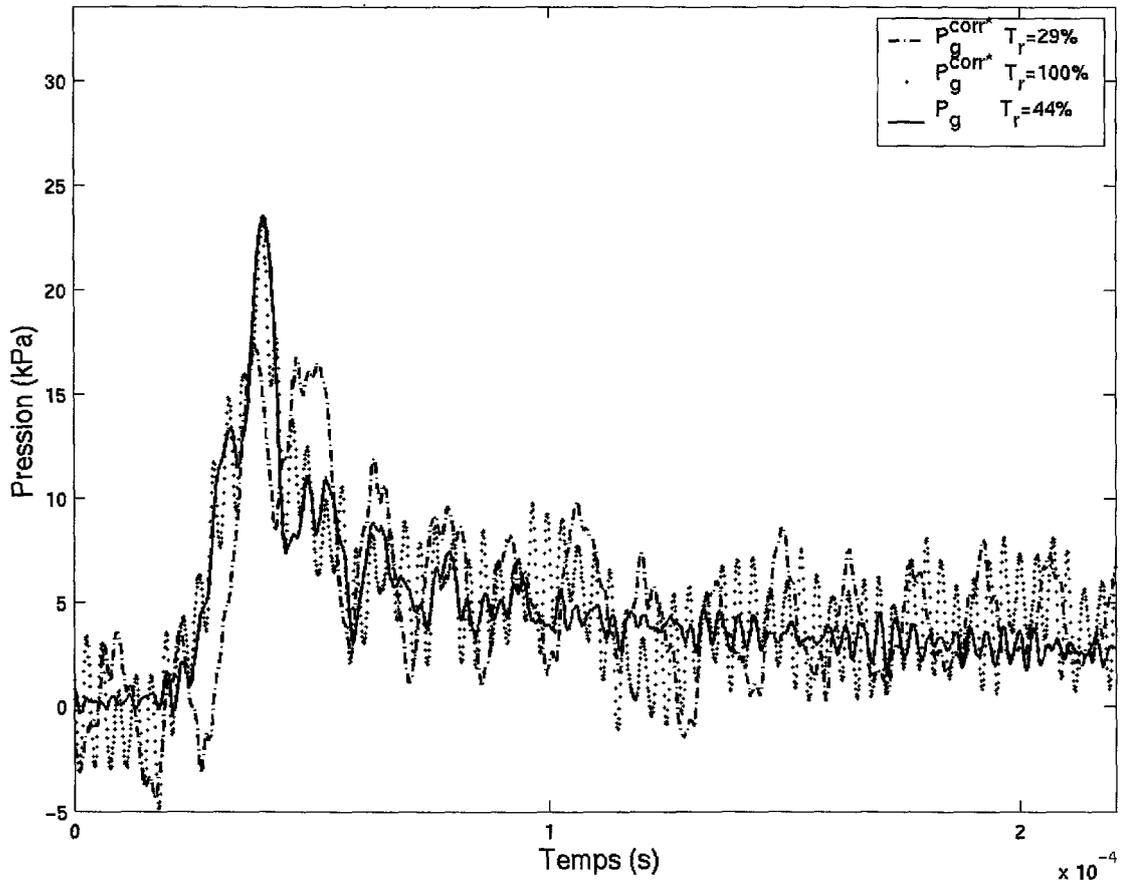


Figure 2.18 : Comparaison de pressions en paroi pour une vitesse d'impact de goutte de 1.3ms^{-1} pour des fonctions de transfert correspondant à des taux de remplissage fortement différents.

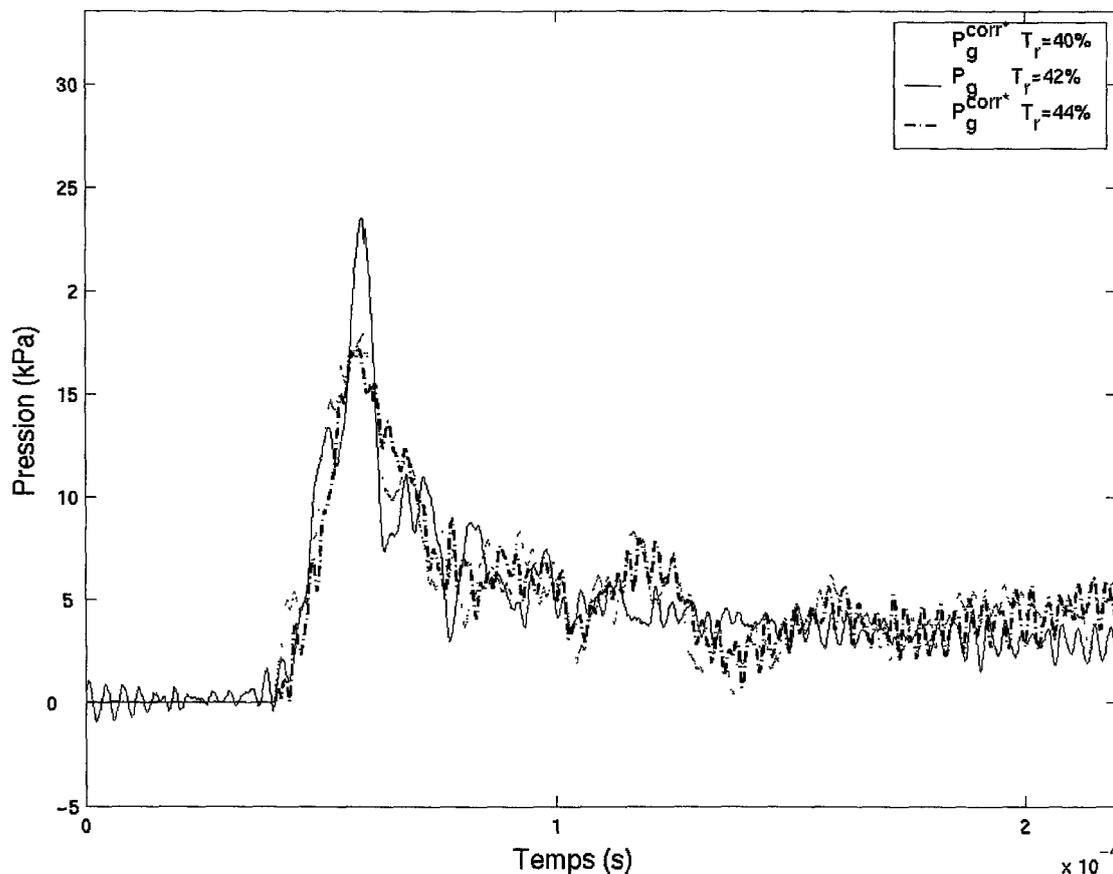


Figure 2.19 : Comparaison de pressions en paroi pour une vitesse d'impact de goutte de 1.3ms^{-1} pour des fonctions de transfert correspondant à des taux de remplissage faiblement différents.

Quelques résultats sont présentés dans les figures 20, 21 et 22, pour 3 vitesses d'impact de goutte différentes. On note en premier lieu la réelle différence entre la pression transformée et celle mesurée. Une fois le signal traité, la pression pariétale obtenue révèle systématiquement un maximum moindre que celui de la réponse délivrée par le capteur à chambre. On s'aperçoit également que plus le taux de remplissage de la chambre est élevé, plus le pic de surpression mesuré par le capteur à chambre est important. Ce résultat s'explique logiquement par le fait que plus la masse d'eau présente dans la chambre est importante, plus la force appliquée sur la membrane de mesure en silicium (et la déformation associée) augmente.

Certaines oscillations apparaissent systématiquement dans le signal de pression corrigée, qui étaient absentes du signal brut. Les oscillations les plus rapides proviennent du traitement numérique, associé à une fréquence d'échantillonnage très élevée. Elles ne correspondent pas à un phénomène physique réel. Les oscillations de plus grandes amplitudes et de moindres fréquences sont probablement relatives au phénomène d'impact de la goutte, mais leur origine précise reste encore à être précisément identifiée.

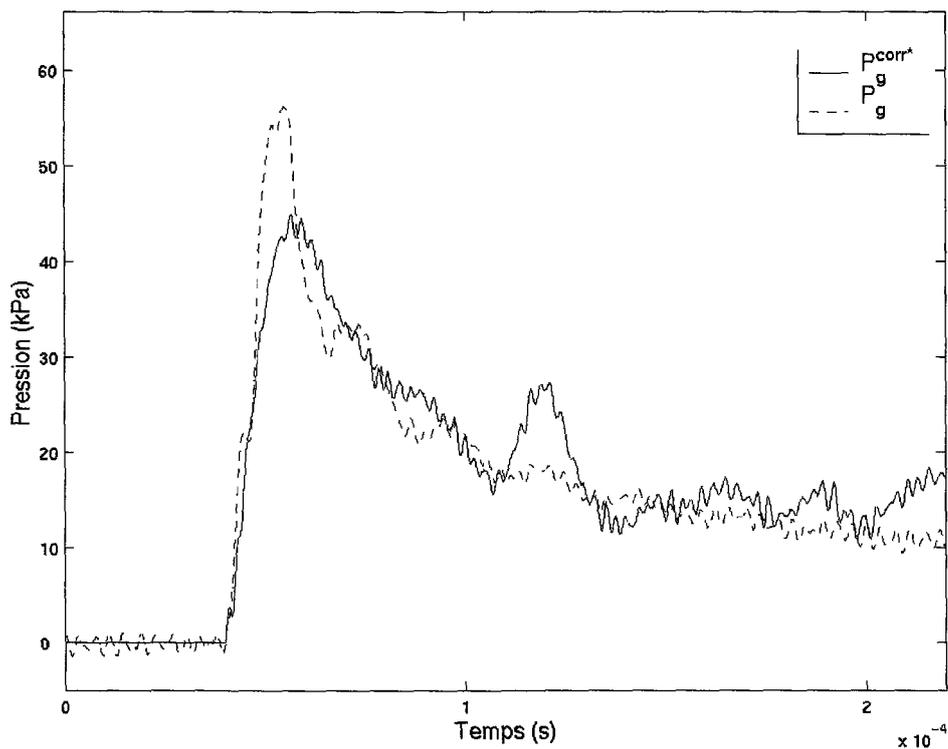


Figure 2.20 : Comparaison entre pression brute et corrigée pour une vitesse d'impact de goutte de $3.5ms^{-1}$.

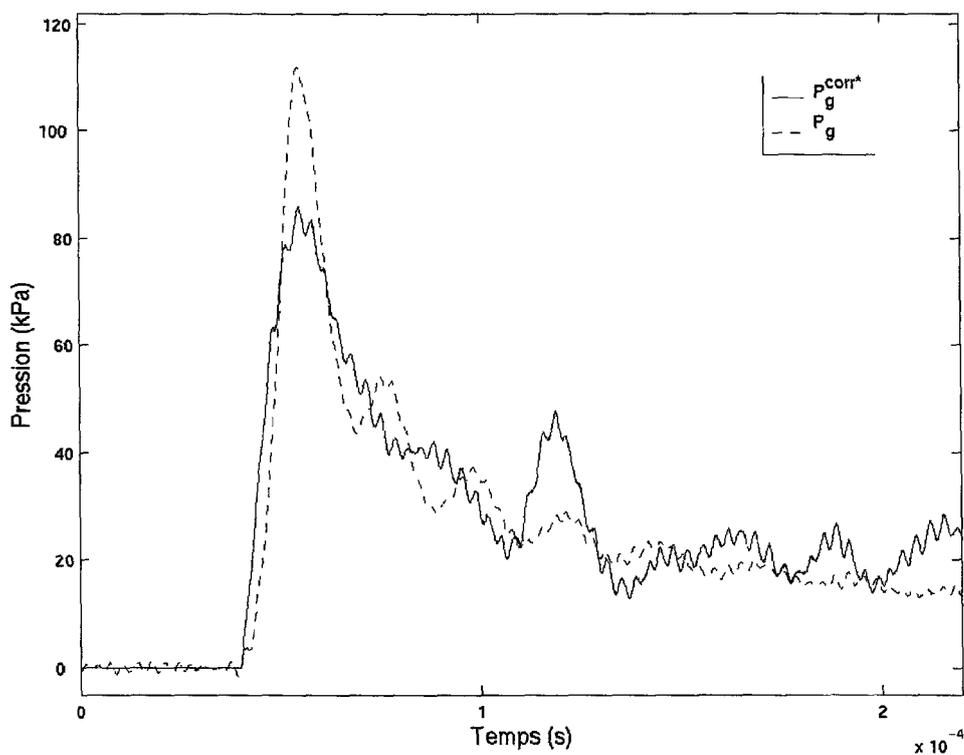


Figure 2.21 : Comparaison entre pression brute et corrigée pour une vitesse d'impact de goutte de $4.5ms^{-1}$.

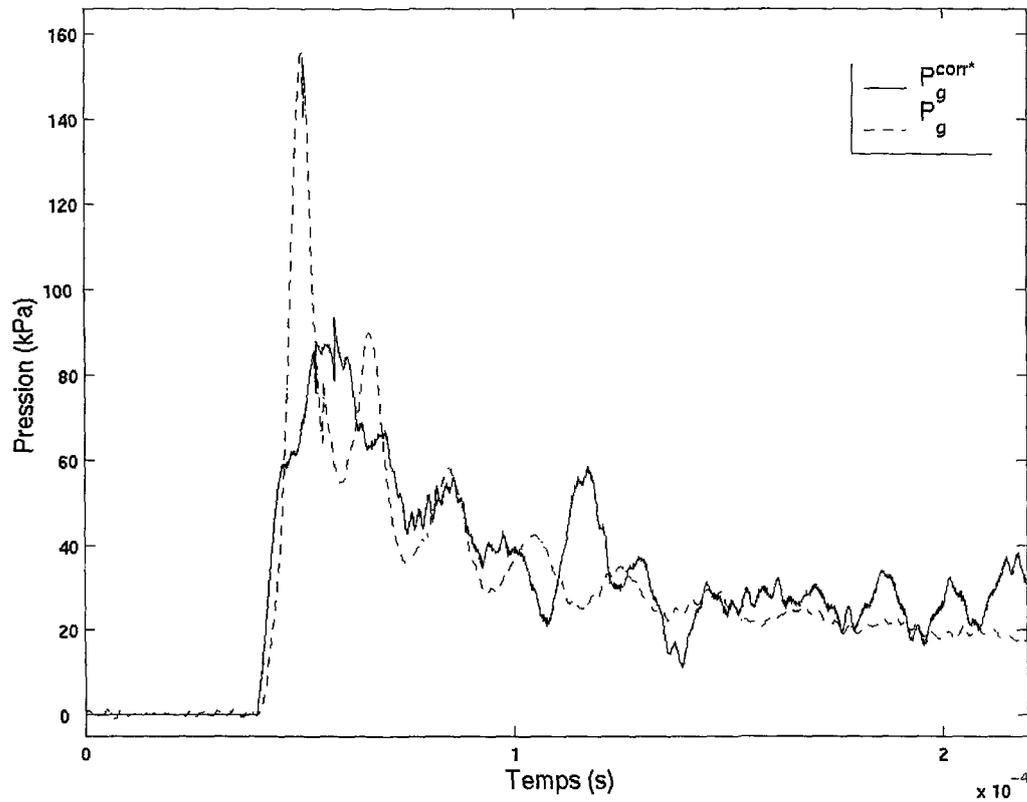


Figure 2.22 : Comparaison entre pression brute et corrigée pour une vitesse d'impact de goutte de 5.6ms^{-1} .

Afin de quantifier l'apport de la correction proposée en terme d'analyse de la sévérité mécanique d'impacts couplés fluide-structure, sur la base des essais d'impact de goutte d'eau une comparaison est effectuée sur divers paramètres caractéristiques de la réponse obtenue :

- le maximum de pression, qui correspond – une fois intégré sur la surface – à l'effort appliqué sur la structure, et donc conduit aux accélérations transmises aux éventuels passagers,
- l'impulsion de pression, qui correspond à l'intégrale de la pression par rapport au temps et donc - à déplacement/déformation donnée de la structure - à l'énergie transmise par l'impact de la goutte au matériau et à la structure,
- la pente de chargement dynamique (relative au temps de montée nécessaire pour atteindre le pic de pression), qui permet d'évaluer la plage d'excitation dynamique de la structure (moins intéressant pour les problématiques présentées en introduction).

La comparaison respectivement entre valeurs mesurées et transformées est alors effectuée (Tab. 1).

Tab °1 : Comparaison des divers paramètres caractéristiques de l'impact entre réponses brutes et corrigées (en gras).

Vitesse d'impact (m /s)	1.3	3.5	4.5	5.6
Maxima de pression (bar)	0.24 / 0.18 (-25%)	0.56 / 0.45 (-20%)	1.11 / 0.86 (-22%)	1.56 / 0.94 (-40%)
Impulsion de pression ($kg.s^{-1}.m^{-1}$)	2.16 / 2.25 (+4%)	7.07 / 7.37 (+4%)	8.71 / 9.12 (+5%)	11 / 11.45 (+4%)
Pente de la sollicitation (dp/dt)max ($bar.\mu s^{-1}$)	0.011 / 0.011 (0%)	0.048 / 0.033 (-30%)	0.061 / 0.066 (+8%)	0.072 / 0.1 (+39%)

L'étude des maxima de pression montre que la pression brute délivrée par le capteur dont la chambre est emplie d'eau est systématiquement supérieure de 20% à la pression pariétale. Ceci correspond à une surestimation d'autant en termes d'accélération potentiellement transmise au passager via la structure. Pour la problématique de l'amerrissage par exemple, cette valeur brute est donc conservative par rapport à la problématique de la survivabilité des occupants. De plus, on s'aperçoit que ces valeurs sont plus proches de la pression dynamique, pression estimée avec la théorie des fluides incompressibles (cf. 1.3.1.1), que de la pression acoustique, pression estimée avec la théorie des fluides compressibles (cf. 1.3.1.2). Ceci paraît cohérent avec les faibles vitesses d'impact, de l'ordre du mètre par seconde.

L'impulsion brute de pression mesurée par le capteur à chambre est inférieure d'un rapport particulièrement constant à l'impulsion réelle de l'impact. Cette valeur brute n'est donc pas conservative en terme d'énergie transmise au matériau et donc de critère de rupture. Toujours pour la problématique de l'amerrissage, cette grandeur brute n'est donc pas « conservative » en terme de risques de création de voies d'eau dans la structure, et donc de durée de flottaison.

Enfin, la dispersion relevée sur la pente chargement de la structure est induite par la difficulté de définition de l'intervalle sur lequel cette grandeur est calculée. Cette question, qui n'est pas déterminante pour les problématiques étudiées n'a pas fait l'objet d'efforts de résolution particuliers.

CONCLUSION

Le travail présenté a parmi ses objectifs celui de proposer et valider une méthodologie d'établissement de la fonction de transfert de capteurs de pression dynamiques afin de pouvoir

comparer plus directement et/ou plus précisément les résultats d'essais structuraux d'impacts hydrodynamiques avec les résultats de simulations Éléments Finis. Plus particulièrement, la question posée concerne l'objectivité de la mesure de pression expérimentale (la présence du capteur peut interférer sur le résultat), question d'autant plus pertinente que ce capteur ne sera pas modélisé (pour des raisons évidentes de coûts de calcul) dans les simulations. La pertinence de cette question s'est trouvée avérée à l'occasion de précédentes études expérimentales [FLODROPS, 1999] au cours desquelles les expérimentateurs eurent recours à un capteur « à chambre », chambre qui au gré d'une campagne d'essais hydrodynamiques peut s'emplir - et malgré toutes les précautions prises - d'une « certaine » quantité d'eau [PORTEMONT, 2004].

Or, à des fins d'étude de dimensionnement - voire de ruine - structural vis-à-vis de la problématique de la survivabilité aux impacts hydrodynamiques (amerrissage, coup de bélier dans un réservoir, mais aussi chocs crâniens), il est opportun de pouvoir évaluer avec précision les niveaux de pression exercés par un fluide sur le solide étudié, et leur évolution au cours du temps. La connaissance du pic de pression, mais également de l'impulsion communiquée au cours du choc, permet en effet de remonter aux accélérations globales et aux énergies locales transmises et devant être « accommodées » respectivement par l'individu ou le matériau. Indépendamment de ces objectifs industriels, on comprend que ce travail est également intéressant et nécessaire dans le cadre de la validation des méthodes de calcul des interactions et couplages fluide-structure en cours de développement dans les codes de dynamique rapide.

Comme point de départ de ce travail, on trouve donc l'idée d'utiliser des essais d'impacts de gouttes d'eau sur des structures accueillant un capteur à chambre, essais à partir des résultats desquels on cherche à remonter à la pression « de paroi » que verrait la structure en l'absence dudit capteur. On prend par ailleurs la précaution d'étudier l'impact de gouttes de grandes dimensions par rapport à celles du capteur. A des fins de validation future des méthodes de calcul, une importante base de données expérimentales est générée en faisant varier de nombreux paramètres de configuration expérimentale, dont la vitesse de l'impact, la dimension des gouttes, la densité du liquide, et le taux de remplissage initial de la chambre par le liquide étudié.

La pression pariétale recherchée est finalement obtenue en déterminant puis en appliquant à ces essais une fonction de transfert représentant l'influence dynamique du capteur sur la mesure. Pour la phase de détermination de la fonction de transfert, on a recours à l'étalonnage dynamique au tube à choc du capteur. Or, le déploiement pratique de ce protocole théorique révèle un nombre croissant de difficultés se concrétisant par la révélation de nombreuses sources de dispersion des résultats expérimentaux. La rupture non instantanée et non répétitive des membranes en calque fusibles, modifiant la dynamique du saut de pression généré par le tube à choc, en est un premier exemple. La quantification exacte de la masse d'eau introduite initialement dans la chambre, masse modifiant la réponse dynamique du capteur, constitue une autre des difficultés majeures rencontrées.

Une fois les caractéristiques réelles du problème prises en compte et intégrées dans la réflexion, une méthodologie de détermination à la fonction de transfert du capteur est

finalement établie. Les résultats de la campagne expérimentale d'impacts de goutte sur le capteur à chambre sont alors exploités, et les pressions pariétales associées sont analysées. La comparaison effectuée entre les données brutes et traitées révèle l'intérêt de ce travail, en particulier dans la mesure où toutes les grandeurs caractéristiques brutes délivrées le capteur à chambre ne s'avèrent pas conservatives du point de vue de notre problème d'intégrité des structures et de survivabilité des individus aux chocs hydrodynamiques.

Grâce aux réflexions menées et aux outils développés dans ce chapitre, l'ensemble des résultats des campagnes expérimentales antérieures d'impacts hydrodynamiques [FLODROPS, 1999] (dièdres, plaques, rigides ou déformables, etc.) réalisées avec le capteur à chambre étudié dans ce chapitre, peuvent être exploités avec une toute nouvelle rigueur. La suite de ce travail concerne la phase de d'amélioration et de validation des outils de calcul traitant de la modélisation des interfaces et interactions couplées fluide-structures. En effet, un nouveau cas d'étude simple peut être défini : l'impact d'une goutte d'eau sur une plaque quasi-rigide.

CHAPITRE 3. MODÉLISATIONS NUMÉRIQUES DE L'IMPACT D'UNE GOUTTE D'EAU SUR UNE PLAQUE QUASI- RIGIDE

INTRODUCTION

Les expérimentations au tube à choc et la fonction de transfert établie au chapitre précédent ont permis l'obtention du profil de pression pariétale relatif à l'impact d'une goutte d'eau sur une structure plane. Ce cas précis d'impact hydrodynamique peut alors être utilisé dans une optique d'évaluation des méthodes numériques, comme cas de validation. Le profil de pression obtenu au chapitre précédent est considéré ici comme paramètre d'évaluation des performances des méthodes numériques.

En effet, la mesure, une fois traitée, ne présente plus d'interrogations majeures, étant donné la correction de l'influence du moyen de mesure, dont la modélisation Éléments Finis n'avait pu entièrement être « débarrassée » [PORTEMONT, 2004]. Les résultats des simulations numériques où le capteur est modélisé seront tout de même présentés, afin d'orienter les hypothèses de modélisation de la présente étude et de vérifier ou d'affiner les conclusions de Portemont, concernant ses modélisations.

Le cas d'étude se résume donc à l'impact d'une goutte d'eau de 2.8 mm de diamètre sur une plaque d'acier, matériau composant le support du capteur de pression lors des essais expérimentaux. La donnée sur laquelle portera l'évaluation des méthodes numériques concernant la modélisation des interactions fluide-structure en dynamique rapide sera la pression appliquée sur la structure. Afin de comparer des grandeurs semblables, il est utile de remarquer que cette pression appliquée sur la structure correspond à la pression moyenne appliquée sur la « surface de mesure » du capteur, à savoir un disque de 0.5 mm de diamètre. La méthodologie de mesure de la pression numérique une fois définie, différentes modélisations de l'impact d'une goutte d'eau sur une plaque quasi-rigide sont alors réalisées avec le logiciel de dynamique explicite RADIOSS. Plus particulièrement, des simulations Éléments Finis, ALE et SPH sont réalisées. La pression numérique obtenue pour chaque modélisation est comparée à la pression pariétale obtenue au chapitre précédent.

3.1. Simulations numériques de l'impact d'une goutte d'eau sur le capteur de pression

3.1.1. Modélisation Éléments Finis Lagrangienne du capteur de pression

La difficulté intrinsèque dans la modélisation du moyen de mesure réside dans la définition des paramètres matériaux de la membrane de mesure en silicium. Ce matériau présente un comportement élastique (loi de Hooke) dans le domaine de chargement qui nous intéresse. Il est usiné, et des jauges y sont implantées par dopage afin de délivrer lors du chargement le signal électrique qui devra être interprété en déformation.

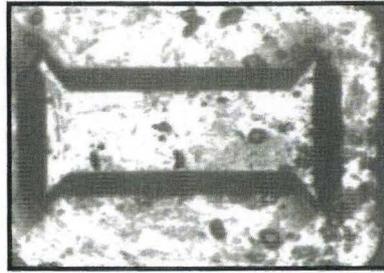


Figure 3.1 : Vue de dessus de la membrane en silicium.

Un étalonnage statique « déplacement global de la membrane/pression de chargement », couplé à une analyse modale, permettent de définir les paramètres matériaux [PORTEMONT, 2004a] de la membrane de silicium :

$$\begin{cases} E = 180\text{GPa} \\ \nu = 0.25 \\ \rho = 2.31\text{kg}\cdot\text{mm}^{-3} \end{cases}$$

La modélisation du capteur est présentée Figure 3.2. L'obtention de la pression numérique est, comparativement à la réalité de la mesure, déduite des déplacements des nœuds des éléments situés en lieu et place des jauges de mesure placées à l'intérieur de la membrane.

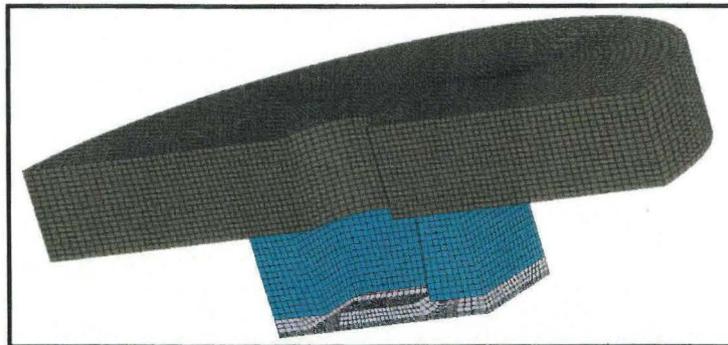


Figure 3.2 : Modélisation éléments Finis de capteur de pression.

Le capteur ainsi modélisé comporte 74878 éléments répartis comme suit :

- 67400 éléments correspondent à l'acier du support,
- 5879 éléments modélisent la partie en verre du capteur,
- 1599 éléments modélisent la membrane en silicium.

Le pas de temps est imposé par les éléments de la membrane en silicium, et vaut 7.10^{-10} s. Diverses simulations d'impact de goutte sur le capteur ont été réalisées, utilisant les méthodes Éléments Finis lagrangiens, ALE et SPH. Le chapitre suivant présente les résultats de ces modélisations.

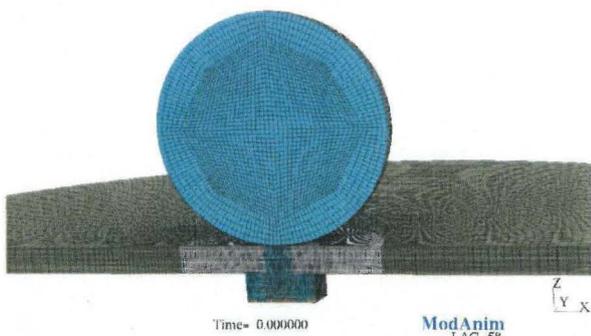
3.1.2. Simulations de l'impact d'une goutte d'eau sur le capteur modélisé en 3D

3.1.2.1. Simulation de l'impact d'une goutte avec capteur modélisé

Les simulations d'impact de goutte d'eau sur le capteur étudié (avec sa cavité emplie d'eau) font l'objet de ce paragraphe. L'intérêt étant d'orienter le choix des hypothèses de modélisation pour les simulations où le capteur n'est pas modélisé, une rapide présentation des simulations se révèle suffisante.

Les simulations avec le capteur modélisé ont été réalisées avec le code Radioss :

- une modélisation entièrement Éléments Finis Lagrangienne, où le capteur et la goutte sont représentés,
- une modélisation EF du capteur et de son support, couplée à une modélisation ALE des fluides (la goutte d'eau et l'air environnant),
- une modélisation EF du capteur et de son support, couplée à une modélisation SPH de la goutte d'eau.

	<p><u>Modélisation Éléments Finis Lagrangiens :</u></p> <ul style="list-style-type: none"> - 292700 éléments, dont 56400 éléments fluides, - arrêt du calcul à 0.3ms suite à la dégénérescence d'éléments, - Temps CPU ≈ 100 heures.
	<p><u>Modélisation ALE :</u></p> <ul style="list-style-type: none"> - quart de modèle + conditions de symétries, - 290000 éléments dont 230925 éléments fluides, - simulation de la totalité du phénomène d'impact, - Temps CPU ≈ 600 heures.

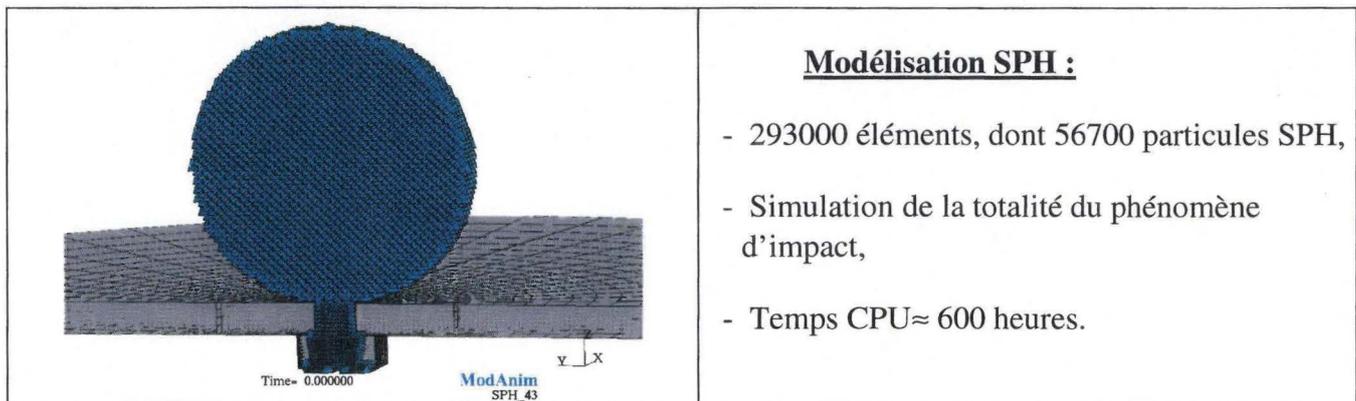


Figure 3.3 : Simulation LAG, ALE et SPH d'impact de goutte sur le capteur de pression rempli d'eau.

Modélisation SPH :

- 293000 éléments, dont 56700 particules SPH,
- Simulation de la totalité du phénomène d'impact,
- Temps CPU \approx 600 heures.

3.1.2.2. Conclusion sur les hypothèses numériques et sur le choix de modélisation du capteur

Les résultats de ces simulations sont présentés dans le tableau suivant :

Tableau 3.1 : Résultats numériques avec modélisation du capteur

	<i>LAG</i>	<i>ALE</i>	<i>SPH</i>
Temps de montée T_m (μ s)	5	23	28
Pression maximale P_{max} (Bar)	5.16	0.9	0.5
Pression d'écoulement P_e (Bar)	0.08	0.22	0.08
Impulsion I_t (Pa.s) $\times 10^4$	11.4	8.2	4.4
Temps CPU (heures)	106	582	594

D'après l'auteur, la simulation Lagrangienne semble la plus appropriée pour simuler la première phase de l'impact, c'est à dire la montée dynamique de la pression ; la formulation ALE semble quant à elle plus adaptée pour simuler la phase d'écoulement (et l'impulsion) et la formulation SPH est qualifiée de décevante.

En considérant que la grandeur physique caractéristique la plus importante pour la problématique de la vulnérabilité des structures et de la survivabilité des passagers, ces conclusions nous amènent, dans le cadre du présent travail, à retenir pour la phase d'évaluation en première priorité les méthodes numériques ALE puis E.F. Lagrangiens. La méthode SPH sera également mise en œuvre, à des fins principalement de vérification des conclusions de Portemont et de comparaison des coûts de calcul.

3.2. Définition des cas tests d'évaluation des méthodes numériques

3.2.1. L'impact d'une goutte d'eau sur une structure plane quasi-rigide

Le cas test d'évaluation consiste donc en l'impact d'une goutte d'eau, supposée sphérique, sur une structure plane. Le diamètre de la goutte est de 2.8 mm. Différentes vitesses d'impact sont étudiées : 1.3, 3.5, 4.5 et 5.6 m.s⁻¹. Ces vitesses correspondent aux vitesses pour lesquelles la table de correspondance définie au chapitre 2 a été remplie. Les essais ayant eu lieu à une température de 293 K° et à pression atmosphérique, on utilise les données matériau des fluides définies dans le Tableau 3.2.

Tableau 3.2 : Paramètres des fluides

Fluide	Eau	Air
Masse volumique (kg.m ⁻³)	1000	1.3
Vitesse de propagation des ondes de compressibilité (m.s ⁻¹)	1500	341

Le support du capteur (Fig. 2.1) étant en acier pour les essais d'impact de goutte d'eau, une plaque d'acier est utilisée dans les modélisations (mêmes caractéristiques matériau). Pour les vitesses d'impact étudiées, la structure subit des déformations infinitésimales. L'hypothèse de corps rigide aurait donc pu être envisagée. Cependant, pour notre problématique de couplage fluide-structure, une simulation de la structure par un corps rigide conduirait à ignorer le couplage proprement dit. Cette solution n'est donc pas retenue. De plus, la structure n'ayant pas lieu d'être endommagée, la loi de comportement élastique isotrope de Hooke est utilisée :

$$\sigma_{ij} = \frac{E}{1+\mu} \left(\varepsilon_{ij} + \frac{\mu}{1-2\mu} \text{Tr}(\bar{\varepsilon}) \delta_{ij} \right) \quad (3.1)$$

Où σ_{ij} est la composante du tenseur des contraintes de Cauchy $\bar{\sigma}$, $\bar{\varepsilon}$ le tenseur des déformations de composantes ε_{ij} , δ_{ij} le symbole de Kronecker, E le module d'Young caractérisant le comportement à la compression (ou traction) du matériau et μ le coefficient de Poisson caractérisant la contraction de la matière perpendiculairement à la direction d'application d'une force.

Dans le modèle, la masse volumique du matériau est prise égale à 7800 kg.m⁻³, son module d'Young pris égal à 210 GPa, et le coefficient de Poisson a pour valeur 0.29.

3.2.2. Méthodologie de mesure d'une pression numérique

L'intérêt de cette partie des travaux étant de comparer rigoureusement les simulations à une observable expérimentale de référence, cette dernière doit être clairement identifiée. Plus précisément, l'impact sollicite le capteur de pression sur sa surface de mesure, une cavité emplie d'eau de 0.5mm de diamètre. Le capteur réagit donc à des forces de pression réparties sur cette surface. On prendra dans les simulations un capteur numérique qui a la même dimension.

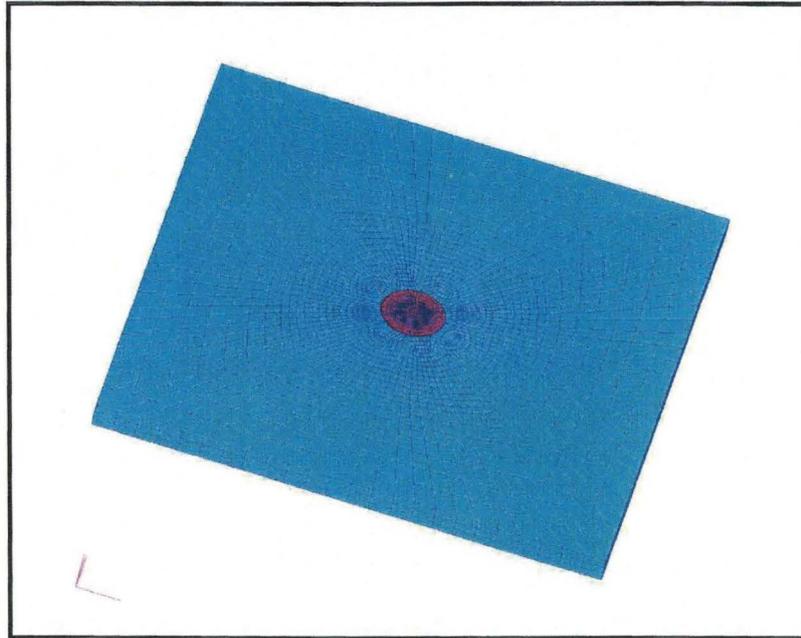


Figure 3.4 : Modélisation Éléments Finis de la plaque quasi-rigide (cas1)
(En rouge : la surface de mesure).

Le modèle de la plaque impactée est composé de 9472 éléments briques (éléments solides à 8 nœuds), avec 8 points d'intégration. Ce nombre d'éléments est largement inférieur au nombre d'éléments utilisés pour modéliser le capteur réel (74878) (3.1.2.1). Ses dimensions sont de 4 millimètres de côté, suffisant pour constater un étalement de la goutte permettant un retour à la pression d'écoulement, et de 0.2 millimètre d'épaisseur, choisi faible afin de minimiser le nombre d'éléments de la plaque. La pression des éléments briques correspondant à « la surface de mesure » permet de calculer une pression moyenne servant de donnée de comparaison avec les essais. Notons S_i la surface extérieure de l'élément i , P_i la pression interne de cet élément, et S_{tot} la surface de mesure, alors la pression numérique P_{num} qui sera comparée à la pression pariétale, obtenue au chapitre précédent, s'écrit :

$$P_{num}(t) = \frac{\sum_i P_i(t) S_i(t)}{S_{tot}(t)} \quad (3.2)$$

La plaque étant quasi-rigide, la modification au cours du temps de sa géométrie peut être négligée. On peut alors supposer les surfaces S_{tot} et S_i indépendante du temps. L'équation (3.2) s'écrit :

$$P_{num}(t) = \frac{\sum_i P_i(t) S_i}{S_{tot}} \quad (3.3)$$

La pression hydrostatique de l'élément brique i correspond à la contrainte sphérique :

$$P_i(t) = -\frac{1}{3}(\sigma_{xx}^i(t) + \sigma_{yy}^i(t) + \sigma_{zz}^i(t)) \quad (3.4)$$

Afin de se rapprocher du cas expérimental, les nœuds extérieurs de la plaque sont encastres. La plaque étant de dimension inférieure au support expérimental du capteur, ces conditions aux limites peuvent néanmoins fausser le calcul. Deux cas de simulation en formulation ALE d'impact sont effectués afin de mettre en évidence ce phénomène. Dans le premier cas, l'épaisseur de la plaque est modifiée (cas2) et prise égale à 0.8 millimètre. Dans le second cas, la condition d'encastrement est modifiée : cette condition n'est appliquée qu'aux nœuds appartenant aux seules arêtes basses de la plaque (cas3). Les résultats (Fig. 3.5) montrent l'influence de ces paramètres et notamment de la condition d'encastrement employée, qui aboutit à des pressions négatives. La condition d'encastrement imposée sur tous les nœuds extérieurs de la plaque semble donc plus adaptée au problème traité. Il est important de noter que la modification de l'épaisseur de la plaque semble de son côté jouer linéairement sur la pression numérique.

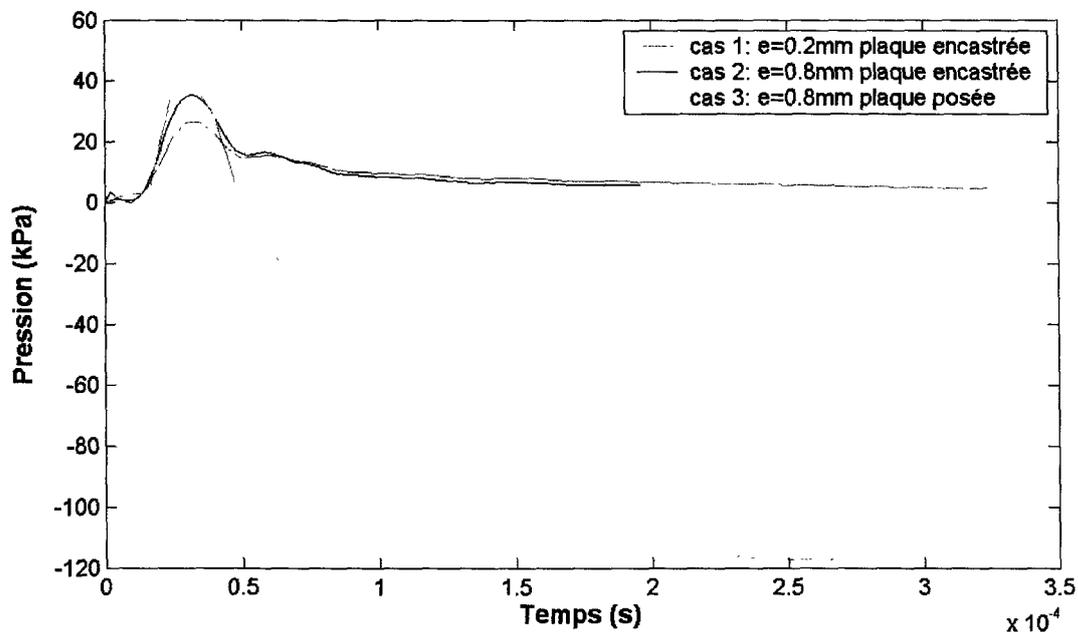


Figure 3.5 : Dépendance de la pression numérique aux paramètres épaisseur et conditions aux limites de la modélisation de la plaque

La comparaison entre pression fluide et solide peut facilement être réalisée dans le cas de cette modélisation éléments finis ALE, grâce à la présence d'un maillage conforme (ou

continu). Définissons tout d'abord la pression dans les éléments fluides adjacents aux éléments solides de la surface de mesure :

$$P_{fluide}(t) = \frac{\sum_i P_i(t) S_i}{S_{tot}} \quad (3.5)$$

L'analyse de cette pression suivant les différents cas corrobore l'affirmation (Fig. 3.6) que la pression numérique moyenne dans ces éléments fluides est en effet indépendante de la modélisation de la plaque.

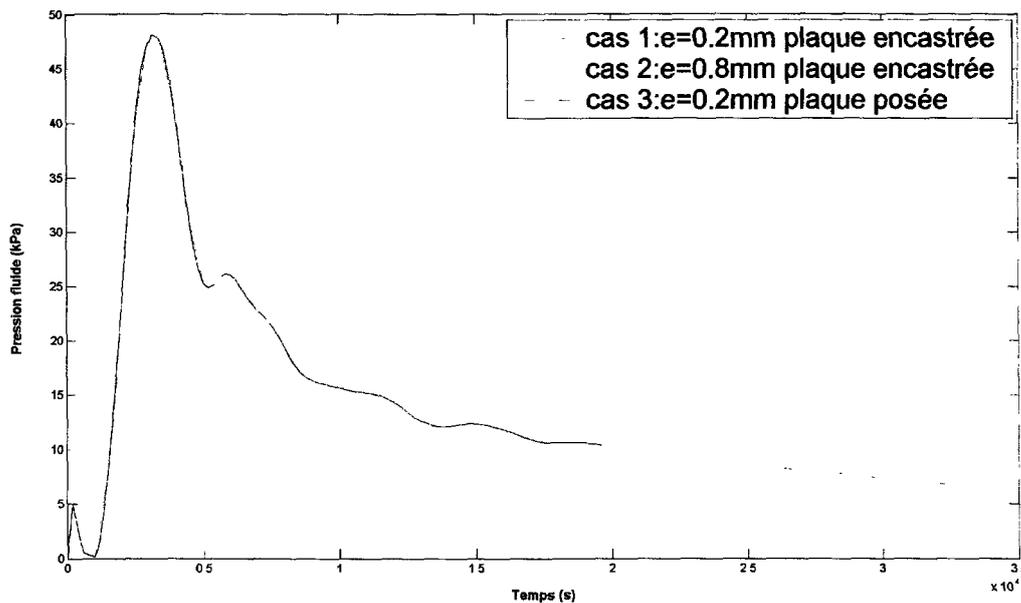


Figure 3.6 : Indépendance de la pression numérique dans les éléments fluides à la modélisation de la plaque.

Par ailleurs la comparaison de la pression mesurée dans les éléments fluides et solides adjacents nous amène à envisager, à l'instar de ce qui est fait expérimentalement, de définir et caractériser un facteur de jauge numérique.

En effet, les éléments solides étant chargés en pression et non en flexion, la partie hydrostatique du tenseur des contraintes ne peut pas physiquement être égale à la pression dans le fluide. Associé à l'hypothèse de linéarité du résultat de calcul par rapport à l'épaisseur du modèle de membrane, le fait que la pression fluide s'avère indépendante des conditions d'encastrement appliquées à la plaque permet de définir un facteur de jauge (Figure 3.7) qui pourrait être utilisé quelle que soit la structure étudiée.

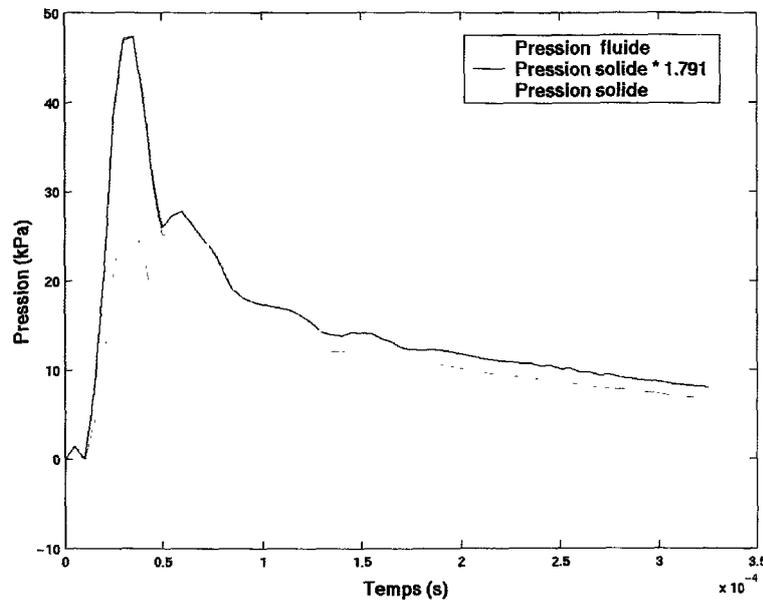


Figure 3.7 : Caractérisation du facteur de jauge pour une vitesse d'impact de goutte de 3.5 m.s^{-1} .

Un facteur de proportionnalité (facteur de jauge numérique) entre la pression dans le fluide et la pression dans le solide est donc finalement établi. Ce facteur de jauge K est évalué pour les différentes vitesses d'impact de goutte, suivant la formule :

$$K = \frac{\max_t (P_{\text{fluide}}(t))}{\max_t (P_{\text{num}}(t))} \quad (3.6)$$

Tableau 3.3 : Caractérisation du facteur de jauge suivant la vitesse d'impact

Vitesse d'impact	1.3 m.s^{-1}	3.5 m.s^{-1}	4.5 m.s^{-1}	5.6 m.s^{-1}
Facteur de jauge K	1.86	1.791	1.794	1.755

La valeur de K obtenue est à peu près constante, et sera par la suite prise égale à 1.8. L'équation (3.2) est donc modifiée, afin de s'affranchir cette fois de l'influence de la modélisation de la plaque et de ses conditions d'encastrement sur les résultats :

$$P_{\text{num}}(t) = K \cdot \frac{\sum_i P_i(t) S_i}{S_{\text{tot}}} \quad (3.7)$$

Dans ce qui suit, les résultats présentés correspondent à la somme moyennée des pressions dans les éléments de la surface de mesure, corrigée du facteur de jauge.

3.3. Méthode naturelle : couplage Éléments Finis -Lagrange Euler associée

3.3.1. Description du modèle ALE

3.3.1.1. Géométrie et loi de comportement bi-phase utilisée pour le modèle ALE

La formulation ALE du fluide nécessite de modéliser la goutte et l'air environnant. Ceci nécessite donc l'emploi d'un grand nombre d'éléments. Afin de minimiser le temps de calcul, et étant donné la symétrie du problème, un quart de modèle est réalisé. Des conditions de symétrie plane et axiale suivant l'axe de chute sont considérées. Une vitesse initiale est imposée au matériau de la goutte.

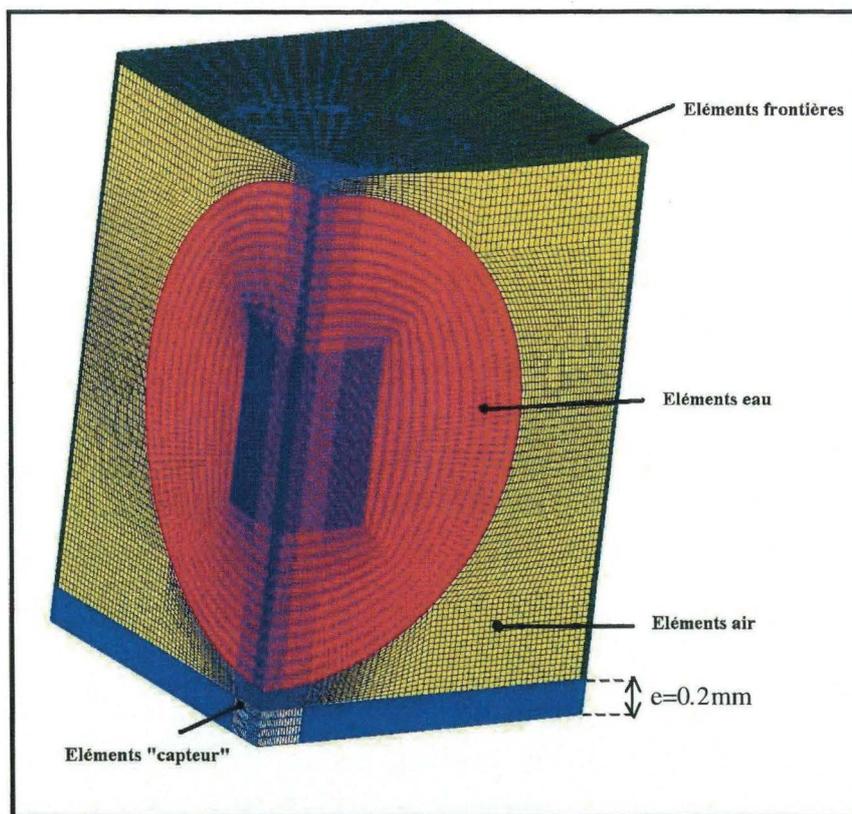


Figure 3.8 : Modélisation Éléments Finis -ALE (avec maillage conforme) de l'impact de goutte.

Le domaine a pour dimension 3.2 mm de hauteur et 2 mm de côté. Initialement, la goutte d'eau est distante de la plaque quasi-rigide de 0.1 mm. Le maillage est composé de 109791 nœuds et 101248 éléments briques à 8 nœuds d'intégration, afin d'éviter certains phénomènes d'Hourglass. Le domaine est ainsi composé de 47600 éléments pour l'air, de 47888 pour la goutte, 2192 pour les outlets et 3968 pour la plaque. Il est continu sur le

domaine entier, ce qui se traduit par une interface conforme entre les milieux solide et fluide. Les éléments gouvernant le pas de temps, c'est-à-dire les éléments dont la longueur caractéristique l_c est la plus petite, correspondent aux éléments situés entre la surface de mesure de la plaque et la goutte. Cette longueur a pour valeur : $l_c = 8.33 \cdot 10^{-6} m$. Le pas de temps numérique est ainsi de l'ordre de la $5.510^{-9} s$.

La loi de comportement utilisée pour modéliser les fluides est une loi de comportement bi-phase liquide/gaz [MECALOG, 2001]. Cette loi permet de modéliser un milieu matériel qui contient à la fois du gaz (air) et du liquide (eau) dans des proportions initialement fixées par l'utilisateur.

L'équation d'état du liquide est donnée par la relation :

$$\Delta P_L = \rho_0^L C^2 \left(\frac{\rho^L - \rho_0^L}{\rho_0^L} \right) \quad (3.8)$$

Avec P_L la pression dans le liquide, C la vitesse de propagation des ondes de compressibilité dans le liquide, ρ_0^L la densité volumique initiale dans le liquide et ρ^L la densité volumique courante. Cette loi d'état découle de l'expression de la célérité du son dans un fluide barotrope :

$$C^2 = \frac{dP}{d\rho} \quad (3.9)$$

Le gaz étant supposé parfait, et son évolution adiabatique, la loi d'état du gaz dérive de l'équation de Laplace :

$$\Delta P_G = P_0^G \left(\left(\frac{\rho^G}{\rho_0^G} \right)^\gamma - 1 \right) \quad (3.10)$$

Avec P_0^G la pression initiale du gaz, ρ_0^G la densité de masse volumique initiale et ρ^G la densité courante.

Le liquide est supposé être un fluide homogène, visqueux newtonien (la viscosité dynamique est constante), sa loi de comportement s'écrit :

$$\sigma_{ij} = -P_L \delta_{ij} + \tau_{ij} \quad (3.11)$$

Où τ_{ij} sont les composantes du tenseur d'ordre 2 des contraintes de viscosité $\bar{\tau}$, défini par :

$$\tau_{ij} = \lambda \dot{\epsilon}_{kk} \delta_{ij} + 2\mu \dot{\epsilon}_{ij} \quad (3.12)$$

Avec λ la viscosité dynamique de dilatation et μ la viscosité dynamique de cisaillement.

La loi bi-phase autorise un élément ALE à comporter soit de l'air, soit du gaz, soit un mélange des deux. Ces éléments mixtes, censés constituer l'interface eau-air, en définissent intuitivement la position.

Cependant, le « mélange » se diffuse numériquement à chaque pas de temps sur les éléments voisins, ce qui aboutit finalement à l'obtention d'une épaisseur importante de l'interface, alors que dans la réalité cette épaisseur est faible.

Les éléments frontière, situés à la périphérie du maillage fluide, sont quant à eux des éléments où sont imposées des conditions de gradient de pression nul associées à une célérité nulle. Ces éléments empêchent ainsi toute réflexion d'ondes aux frontières du domaine.

3.3.2. Résultats numériques en ALE et comparaison pression numérique/pression pariétale

La méthode Lagrange Euler associée permettant d'éviter les grandes déformations de maillage, le calcul ne subit pas ou peu de dégénérescence d'éléments. La fenêtre temporelle étudiée peut être dans ce cas de 0.33 ms, durée suffisante pour évaluer la surpression initiale ainsi que la valeur de la pression d'écoulement. Les profils de pression présentés ci-après correspondent à la pression moyenne relevée dans les éléments solides de la surface de mesure, corrigée du facteur de jauge numérique défini en 3.1.2.

Le temps de calcul est de l'ordre d'une trentaine d'heures. En comparaison des simulations d'impacts de gouttes sur capteur (environ 600 heures pour 0.6 ms de phénomène) (§ 3.1.1.2), l'application des simplifications de modélisation corrigées du facteur de jauge permet donc un gain considérable en termes de temps CPU, d'un rapport 10.

3.3.2.1. Faible vitesse d'impact de goutte: 1.3 m.s^{-1}

Pour une vitesse d'impact de goutte de 1.3 m.s^{-1} , la comparaison entre la pression pariétale et la pression numérique, établie en suivant cette méthodologie, est présentée sur la Figure 3.9.

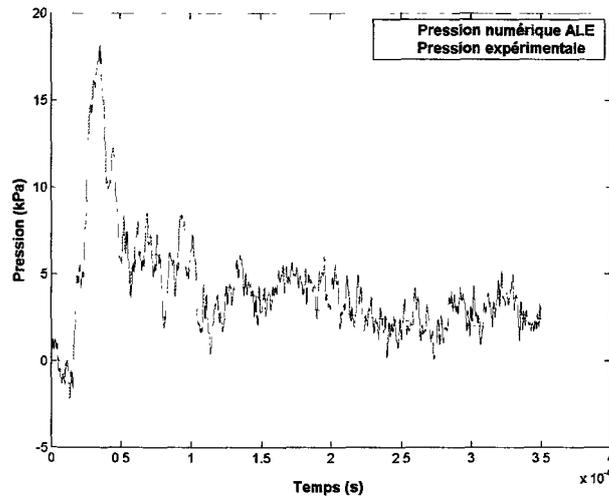


Figure 3.9 :– Comparaison expérimentale/méthode ALE de l'évolution de pression pariétale pour une vitesse d'impact de 1.3 m.s^{-1} .

La pression maximale est mal prédite par la simulation : elle est sous-évaluée d'un facteur 3. De même, le temps de montée dynamique à l'impact est mal pris en compte : il est 3 fois plus élevé. Seule la pression d'écoulement semble correctement estimée.

La mauvaise approximation de la phase initiale de l'impact provient du rapport faible entre la vitesse de l'impact et la vitesse de croissance numérique de l'épaisseur de l'interface ALE air-eau. En effet, la vitesse de la goutte étant faible, les phénomènes de diffusion ALE, intrinsèque à la loi de comportement fluide utilisée, entraînent l'apparition d'une quantité importante d'un mélange biphasique eau-air. Ce « nouveau matériau », dont la masse volumique est comprise entre celle de l'eau et celle de l'air, impacte alors la plaque quasi rigide en amortissant fortement la sévérité de l'impact.

Afin d'illustrer ce propos, l'évolution de la masse volumique dans les éléments situés entre la goutte et la plaque est étudiée (Fig. 3.10). Ces éléments sont au nombre de 16, de hauteur identique $h=12.5 \mu\text{m}$. Chaque élément devrait théoriquement voir sa masse volumique évoluer linéairement à partir de sa densité initiale (celle de l'air) vers sa densité finale (celle de l'eau). Le temps de progression devrait être directement lié à la vitesse initiale de l'impact et à la distance que l'eau doit parcourir dans l'élément.

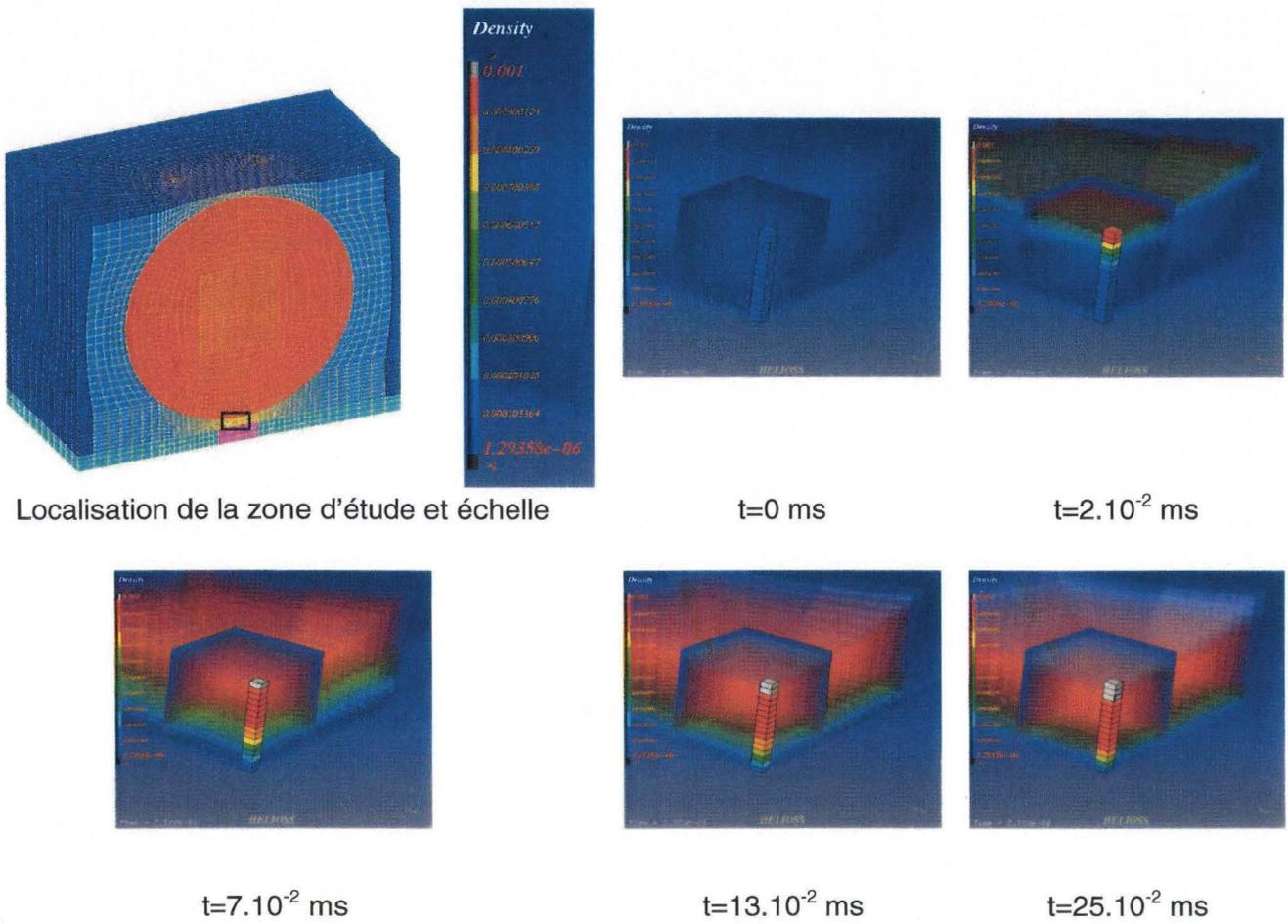


Figure 3.10 : Évolution de la masse volumique dans les éléments ALE séparant la goutte d'eau de la plaque

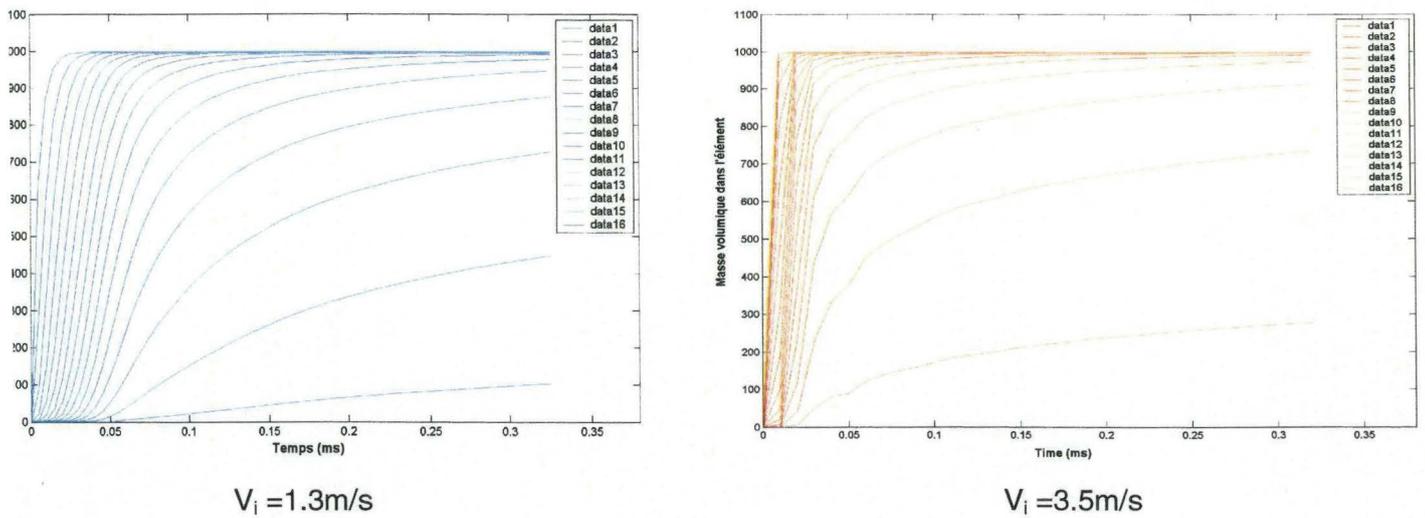


Figure 3.11 : Évolution de la masse volumique dans les éléments ALE sous la goutte.

Cette analyse (Figure 3.11) montre tout d'abord que pour les éléments proches de la structure, la densité n'atteint jamais celle de l'eau. Ceci sous-entend que le mélange biphasique eau-air est toujours présent, alors que la physique laisserait penser que l'air est entièrement chassé pour laisser place au liquide.

De plus il apparaît que plus la vitesse de la goutte augmente, plus le phénomène numérique de diffusion devient lent relativement à la dynamique même du phénomène et donc est moins perceptible dans la fenêtre temporelle étudiée, qui se raccourcit, (la transition entre la zone de densité proche de celle de l'eau et celle de la densité de l'air est plus brutale et fine).

3.3.2.2. Moyennes vitesses d'impact de goutte : 3.5 m.s^{-1} et 4.5 m.s^{-1}

Les résultats des simulations pour des vitesses d'impact de goutte de 3.5 et 4.5 m.s^{-1} sont présentés Figures 3.12 et 3.13. Une bonne représentation du profil de pression pariétale est obtenue, que ce soit au niveau du maximum de pression, du temps de montée, et de la phase de décroissance vers la pression d'écoulement.

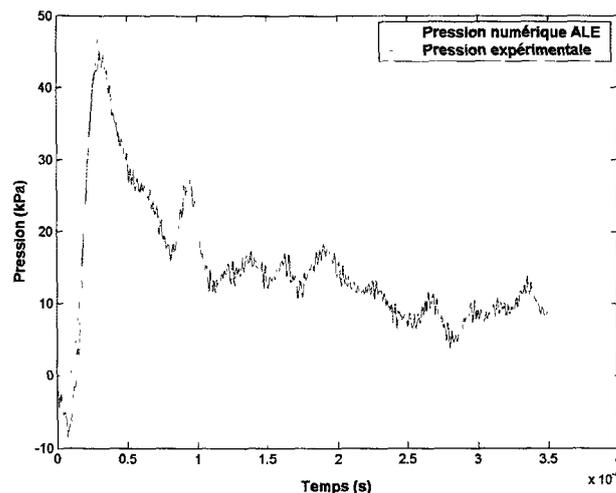


Figure 3.12 : Comparaison expérimentale/méthode ALE de l'évolution de pression pariétale pour une vitesse d'impact de 3.5 m.s^{-1} .

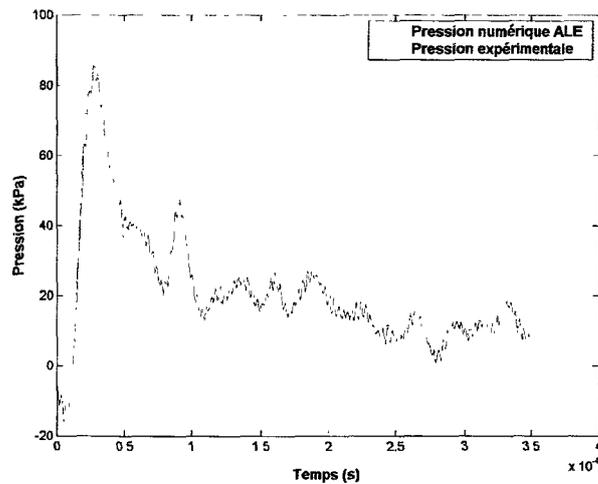


Figure 3.13 : Comparaison expérimentale/méthode ALE de l'évolution de pression pariétale pour une vitesse d'impact de 4.5 m.s^{-1} .

3.3.2.3. Vitesse d'impact de goutte élevée : 5.6 m.s^{-1}

Pour la vitesse d'impact la plus élevée, la comparaison expérimentale/numérique est présentée Figure 3.14. Dans ce cas, la décroissance de la pression jusqu'à la pression d'écoulement ainsi que le temps de montée du phénomène sont correctement appréciés. Le maximum de surpression initial est cependant surestimé.

Les raisons de ce dernier constat semblent provenir de l'étalonnage dynamique du capteur au tube à choc ou plus précisément de la mise en correspondance, du taux de remplissage T_r entre les essais d'impact de gouttes et ces essais d'étalonnage : la différence entre ces taux de remplissage est en effet la plus élevée dans ce cas de vitesse.

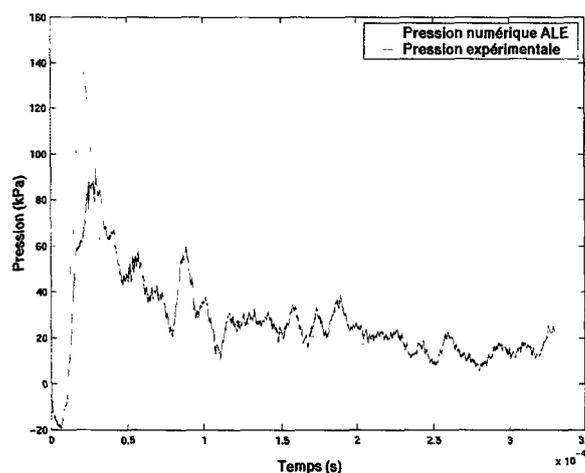


Figure 3.14 : Comparaison expérimentale/méthode ALE de l'évolution de pression pariétale pour une vitesse d'impact de 5.6 m.s^{-1} .

La corrélation entre la pression pariétale obtenue avec la méthodologie de caractérisation du capteur de pression du chapitre précédent et les simulations basées sur une représentation naturelle des phases est donc jugée satisfaisante pour le problème modélisé.

Cependant, la validation entamée reste partielle l'emploi de la méthode ALE couplé à une modélisation spatiale continue permettant en effet de représenter correctement le phénomène d'impact, pour peu que la vitesse d'impact de la goutte et la fenêtre temporelle d'étude permettent de négliger les effets de diffusion numérique de la méthode ALE.

3.4. Modélisation Éléments Finis Lagrangiens

3.4.1. Présentation du modèle : géométrie et loi de comportement fluide

La méthode Éléments Finis Lagrangienne étant sujette à des erreurs importantes lorsque l'élément subit de grandes déformations, le modèle ne prend pas en compte l'air. Le nombre d'éléments étant alors moindre que pour une simulation ALE, le modèle entier de la goutte est représenté (Figure 3.15).

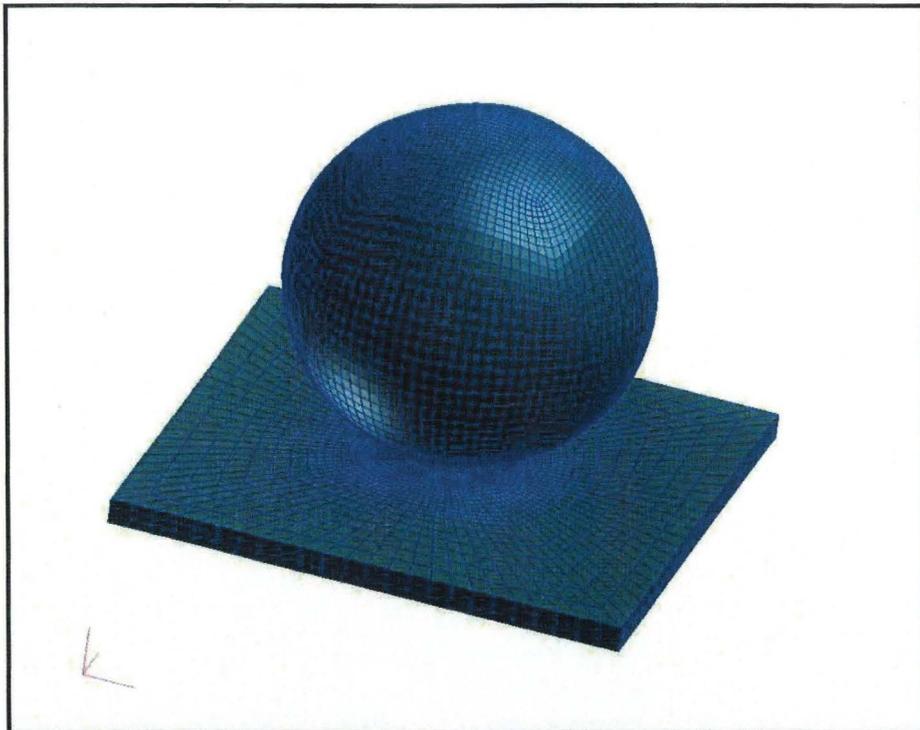


Figure 3.15 : Maillage Éléments Finis Lagrangien de l'impact d'une goutte.

Le modèle est composé de 95726 nœuds et de 90880 éléments cubiques à 8 points d'intégration. La plaque comporte 9472 éléments solides et la goutte est composée de 81408 éléments. La condition d'encastrement de la plaque correspond au cas 1 présenté au 3.2.2. Le pas de temps vaut 15.4 nanosecondes.

La non prise en compte de l'air crée une discontinuité dans le maillage, les deux entités (la goutte et la plaque quasi-rigide) n'étant pas en contact au temps initial du calcul. La goutte est distante de la plaque de 0.1 mm. L'emploi d'une interface de contact est alors obligatoire. Le contact est dans ce cas détecté avec une méthode maître-esclave. La surface maître correspond à la surface haute de la plaque quasi-rigide, et les nœuds esclaves correspondent aux nœuds de la périphérie basse de la goutte. Le calcul des forces de contact entre le fluide et la structure est réalisé via la méthode des pénalités, seule méthode disponible dans la version du code RADIOSS utilisée.

La loi d'état utilisée pour le liquide est une loi hydrodynamique visqueuse :

$$\Delta P_L = C_0 + C_1\mu + C_2\mu^2 + C_3\mu^3 + C_4(1 + \mu)e \quad \text{avec } \mu = \frac{\rho^L - \rho_0^L}{\rho_0^L} \quad (3.13)$$

En prenant les constantes C_i nulles excepté $C_1 = \rho_0^L C^2$, on retrouve alors l'équation d'état (3.7) :

$$\Delta P_L = \rho_0^L C^2 \left(\frac{\rho^L - \rho_0^L}{\rho_0^L} \right) \quad (3.14)$$

La loi de comportement de l'eau est la même que celle utilisée pour la modélisation Lagrange Euler précédente :

$$\sigma_{ij} = -P_L \delta_{ij} + \tau_{ij} \quad (3.15)$$

3.4.2. Analyse des résultats et comparaison expérimentale/ méthode E.F Lagrangienne

3.4.2.1. Durée du phénomène simulé avec le modèle Lagrangien

Les éléments de la goutte faisant l'objet de grandes déformations, le calcul est susceptible de s'arrêter lorsque ces dernières deviennent trop importantes. Plus la vitesse d'impact est élevée, plus la fenêtre temporelle de simulation du phénomène est réduite, les éléments dégénéralant plus rapidement (Tableau 3.4).

Tableau 3.4 : Temps d'étude du calcul Lagrangien en fonction de la vitesse d'impact

Vitesse d'impact	1.3 m.s ⁻¹	3.5 m.s ⁻¹	4.5 m.s ⁻¹	5.6 m.s ⁻¹

Temps d'étude (ms)	0.33	0.17	0.13	0.12
--------------------	------	------	------	------

Le temps de calcul CPU est de l'ordre d'une quarantaine d'heures. Ce temps est largement inférieur à la centaine d'heures mis pour une simulation où le capteur est modélisé [PORTEMONT, 2004a]. Un incrément de calcul lagrangien est plus rapide qu'un calcul ALE (pas d'étape d'advection des champs), mais le pas de temps même de l'incrément, dépendant de la géométrie du plus petit élément, diminue suite aux grandes déformations du maillage (d'un facteur 100 par rapport au temps initial).

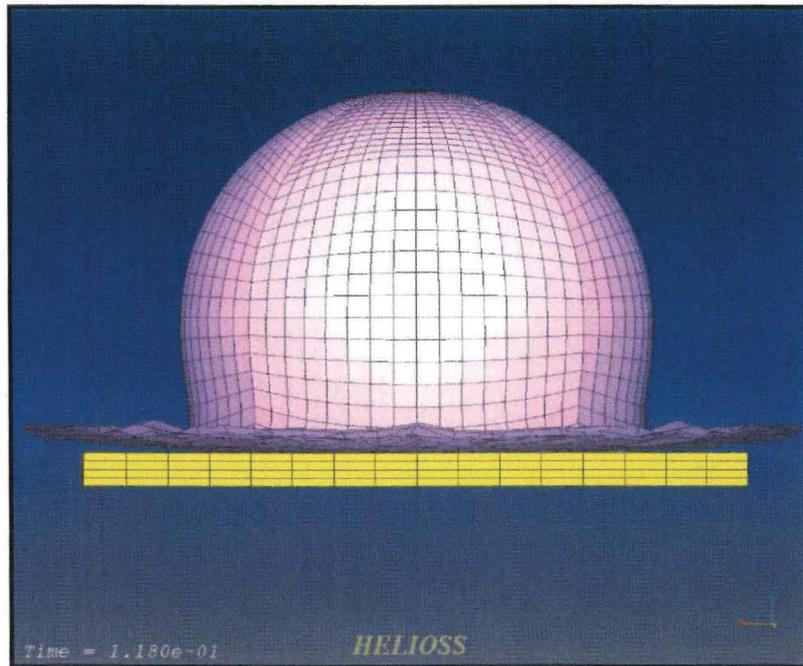


Figure 3.16 : Modélisation E.F. Lagrangienne de l'impact d'une goutte d'eau sur une plaque.

3.4.2.2. Comparaison pression pariétale/ pression numérique pour le modèle Lagrangien

Les profils de pression obtenus pour les différentes vitesses d'impact sont présentés Figure 3.17. L'analyse des résultats montre une nette divergence entre la pression pariétale expérimentale et celle estimée par la simulation. Que ce soit en termes de maxima de pression atteints ou en termes de temps de montée du chargement, ces simulations surestiment la réalité.

Les signaux numériques laissent apparaître des oscillations importantes, dont les amplitudes sont de 5 à 10 fois supérieures au maximum du pic de pression expérimental. Ces oscillations sont induites par la mise en œuvre d'une interface numérique ayant une raideur propre. Ceci corrobore le point exposé au chapitre 1, concernant l'influence du modèle de l'interface sur le phénomène, et donc l'importance de sa bonne représentation. L'interface « TYPE 7 » utilisé ici, basée sur une méthode de pénalisation, est paramétrée par de nombreux coefficients numériques définis par l'utilisateur. Le but du présent travail n'étant

pas de calibrer ces paramètres, qui ont été traités/corrigés dans des travaux existants [AQUELET, 2004], les valeurs par défaut sont utilisées.

Cependant, au vu de l'importance des effets qu'introduit cette interface, une brève étude de sensibilité est réalisée dans le paragraphe qui suit, relativement à deux types d'interfaces disponibles dans le code RADIOSS.

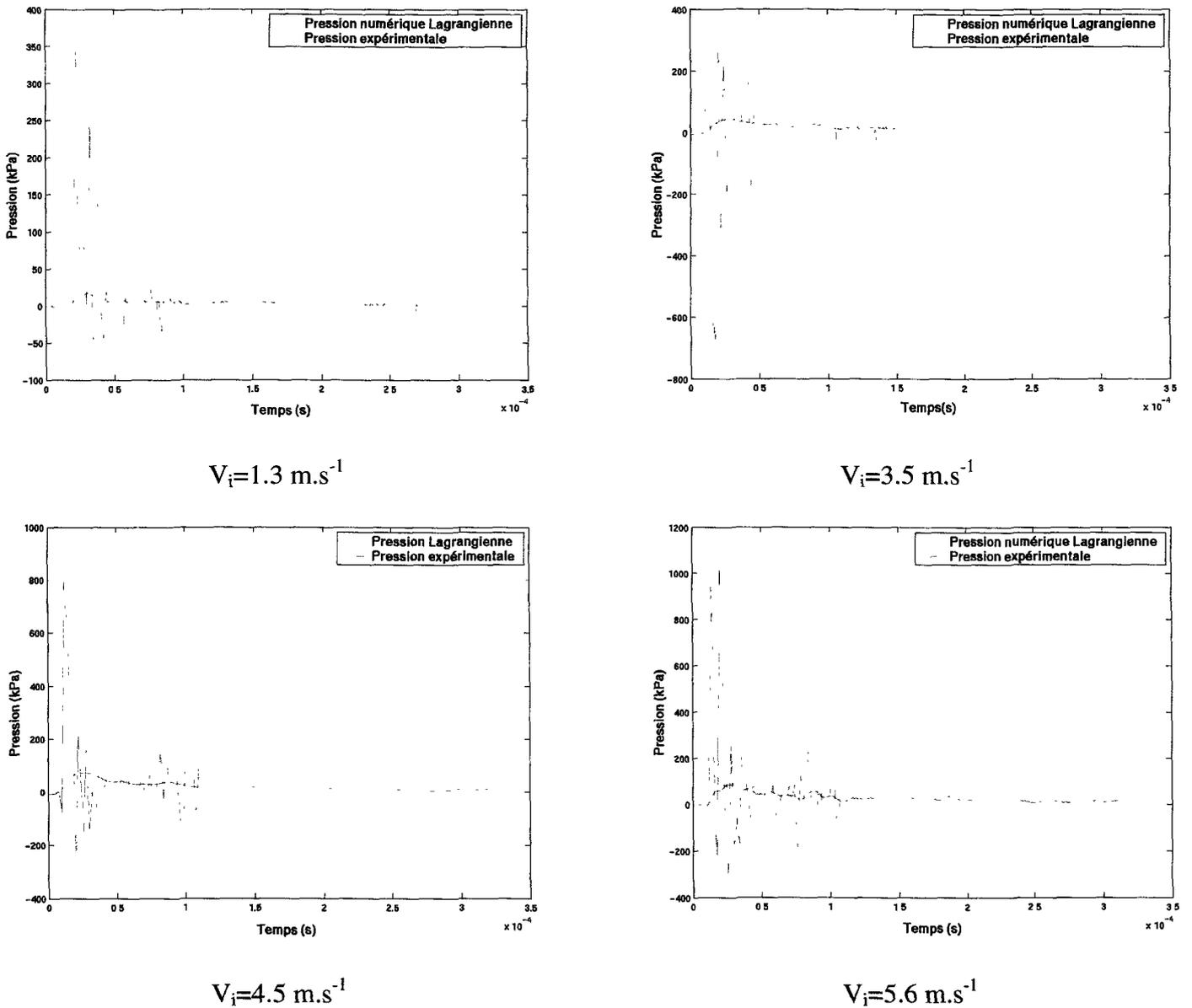


Figure 3.17 : Comparaison méthode Lagrangienne/ expérimentale des évolutions de pressions pariétales.

3.4.2.3. Influence de la modélisation de l'interface de contact par pénalité sur le calcul Lagrangien

En ce qui concerne l'influence de la méthode de modélisation de l'interface employée, nous nous intéresserons plus particulièrement aux différents paramètres de la méthode de détection maître-esclave couplée à la méthode de pénalisation.

Le code RADIOSS permet en effet l'emploi de différentes interfaces, suivant le phénomène étudié. Dans le cadre d'un impact hydrodynamique, deux types d'interfaces peuvent être utilisés, les TYPE 5 et TYPE 7.

Interface TYPE 5 :

Ce type d'interface permet, en employant la méthode de détection maître-esclave, d'empêcher les nœuds esclaves de pénétrer la surface maître en imposant à ces nœuds des forces de rappel. Cette interface nécessite une géométrie du maillage simple. L'impact ne peut être détecté que dans le demi-espace précisé initialement. Les cas complexes, comme des géométries avec des angles aigus, des éléments impactés sur ses deux faces, des surfaces auto-impactantes ne peuvent être convenablement gérés par l'interface TYPE 5. La géométrie de notre maillage étant relativement simple, un parallélépipède et une sphère, cette méthode de traitement de l'interface peut être utilisée.

Rappelons brièvement que lorsque le contact est détecté, le nœud esclave censé pénétrer dans la surface maître d'une distance de pénétration P , subit une force de réaction normale F_n afin de prévenir cette pénétration. Cette force est exercée par la mise en place d'un ressort de raideur K_s :

$$F_n = K_s P \quad (3.16)$$

La raideur K_s est fonction de l'épaisseur d'interface E_p imposée initialement par l'utilisateur et par le type d'élément composant la surface maître. Dans le cas d'un élément brique, cette raideur s'écrit :

$$K_s = 0.5 \frac{sBA^2}{V} \left(\frac{E_p}{E_p - P} \right) \quad (3.17)$$

où B est le module de compressibilité de l'élément, A l'aire de sa face appartenant à la surface maître, V son volume, et s un coefficient arbitraire de valeur par défaut 0.2 [MECALOG, 2001].

De même la composante tangentielle de la force de réaction est définie par la relation :

$$F_t = \frac{K_s}{10} D \quad (3.18)$$

où D est le déplacement tangentiel du nœud esclave. Cette composante tangentielle permet ainsi de représenter le glissement ou le frottement d'une phase sur l'autre.

Interface TYPE 7:

Cette méthode de traitement des interfaces est, comme pour le TYPE 5, basée sur le principe de détection maître esclave. Son utilisation est plus générale que celle de la TYPE 5. Son algorithme de recherche du contact est plus évolué, permettant de traiter les cas d'impact où la géométrie est complexe, comme des géométries avec des angles aigus, des éléments impactés sur ses deux faces, des surfaces auto-impactantes.

Cette interface permet de calculer une force de réaction normale F_n sur le nœud esclave, comme une force exercée par un système masse ressort-amortisseur :

$$F_n = K_s P + \alpha \sqrt{2K_s M} \frac{dP}{dt} \quad (3.19)$$

Où la raideur K_s est identique à celle calculée en (3.17), M la masse de l'élément maître, et α le coefficient d'amortissement dont la valeur est choisie arbitrairement par l'utilisateur.

La composante tangentielle est calculée suivant la formule :

$$F_t = \min(B F_d, F_{ad}) \quad (3.20)$$

où B est un coefficient de friction choisi par l'utilisateur et F_{ad} la force d'adhésion calculée en fonction de la vitesse tangentielle V_t :

$$F_{ad} = \alpha \sqrt{2K_s M} \cdot V_t \quad (3.21)$$

Trois cas de simulation sont ainsi définis :

- le cas « interface 1 », où l'interface TYPE 7 est utilisée avec une épaisseur d'interface de 0.01 mm,
- le cas « interface 2 », où l'interface TYPE 7 est utilisée avec une épaisseur d'interface de 0.05 mm,
- le cas « interface 3 », où l'interface TYPE 5 est utilisée avec une épaisseur d'interface de 0.01 mm.

Les résultats, pour une vitesse d'impact de goutte de 3.5 m.s^{-1} , sont présentés Figure 3.18. Ils montrent une réelle influence du type d'interface numérique utilisé sur les résultats des calculs. La surpression maximale varie en effet du simple au triple. L'utilisation d'un gap élevé entraîne même une dépression avant l'apparition du pic de surpression.

On peut imaginer pouvoir filtrer le résultat numérique à la fréquence propre supposée (après une analyse de Fourier des résultats) de l'interface. Cependant, l'utilisation de l'interface TYPE 7 conduit à une raideur variable au cours du calcul, ce qui rend un tel filtrage délicat. De plus, la modélisation numérique étant censée reproduire un phénomène physique, l'ajout d'un artifice mathématique supplémentaire nous éloignerait de la problématique initiale.

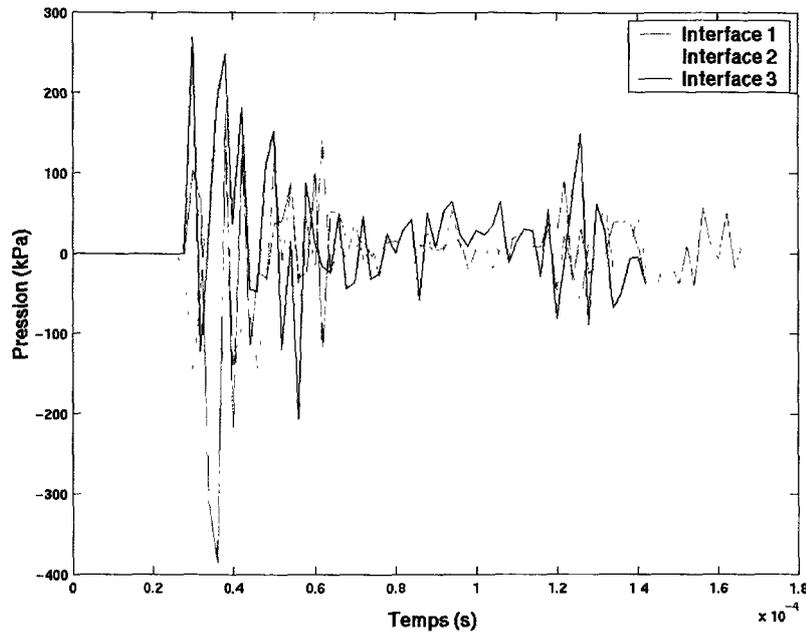


Figure 3.18 : Influence de la méthode de pénalités sur les profils de pressions d'impact.

3.5. Modélisation Lagrangienne : couplage Éléments Finis- SPH [MONOGHAN, 1994]

3.5.1. Dicitérisation et hypothèses de modélisation

La modélisation étant entièrement lagrangienne, l'air n'est pas pris en compte dans ce modèle. En effet, la modélisation du gaz exigerait un grand nombre de particules, pénalisant fortement le temps de calcul, sans pour autant apporter (cf. § 3.1.2.2) une nette amélioration dans la simulation du phénomène. Le maillage de la goutte en particule SPH (cf. chapitre 1) est de réseau « cubique », les particules SPH étant placées au niveau des sommets de cubes de côté $c=0.05\text{mm}$. La distance entre particule varie donc entre c (2 particules sur la même arête) à $\sqrt{3}c$ (2 particules sur une diagonale du cube). La goutte d'eau ainsi discrétisée comporte 92096 particules SPH. La plaque quasi-rigide est modélisée de manière identique au cas lagrangien du 3.4. Le contact entre le fluide et la structure est détecté avec la méthode maître-esclave, et les forces de réaction sont calculées avec la méthode des pénalités.

La masse de chaque particule est égale à la masse totale de la goutte divisée par le nombre de particules, soit $1.25 \cdot 10^{-7}$ gramme. Le rayon de lissage est pris égal à $1.5 c$, soit 0.075mm (paramètre de la formulation SPH).

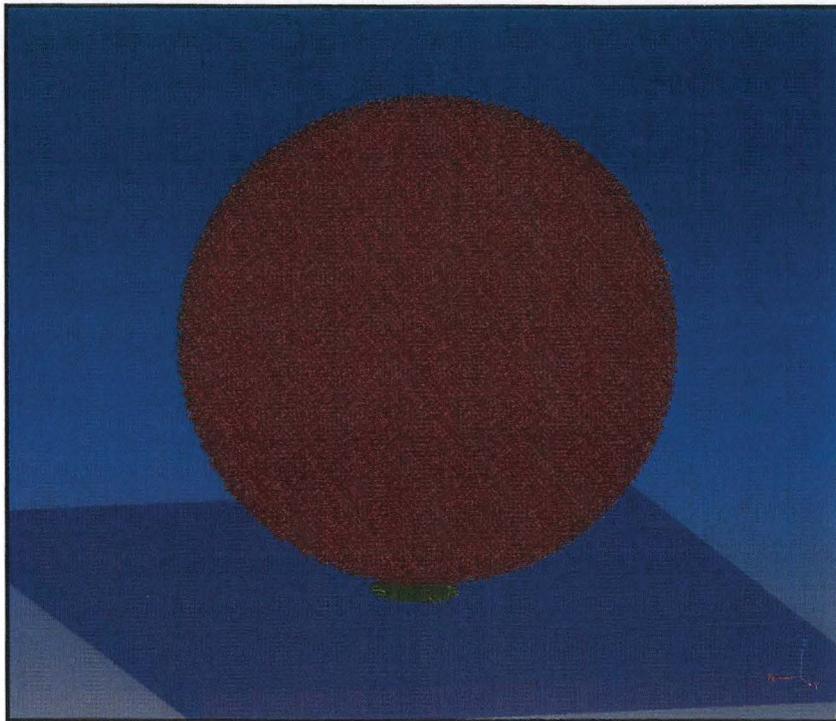
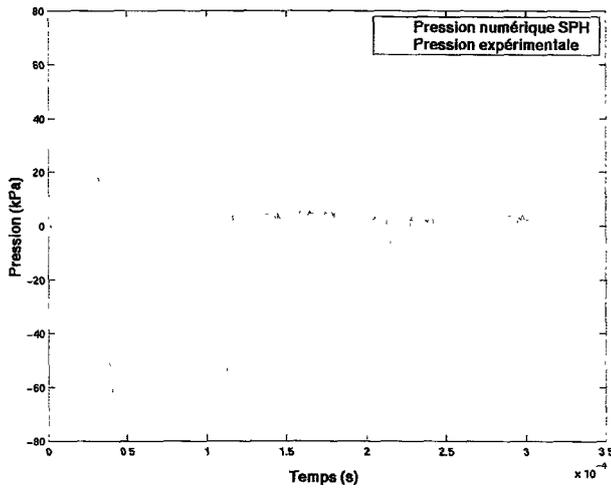


Figure 3.19 : Modélisation Éléments Finis -SPH de l'impact de goutte.

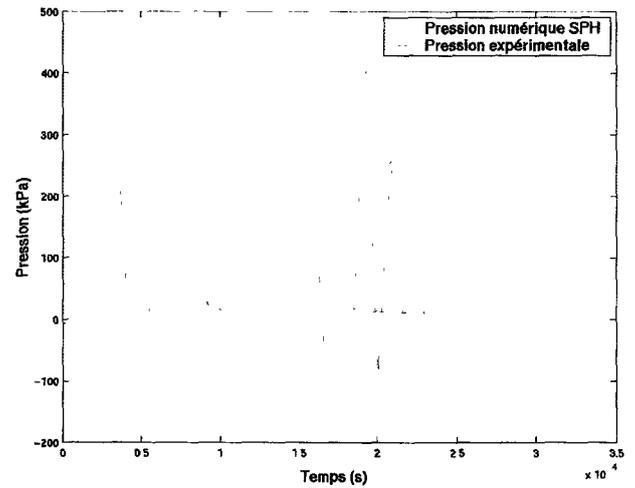
3.5.2. Comparaison expérimental/ modèle SPH et analyse

Les grandes déformations étant mieux gérées qu'en éléments finis lagrangiens purs avec la méthode SPH, le calcul peut être mené à son terme (écrasement complet de la goutte). La fenêtre temporelle choisie est donc semblable à celle retenue pour la méthode Lagrange-Euler associée, à savoir 0.33 ms. Le calcul SPH est cependant lourd, l'étape algorithmique de recherche de particules voisines étant très consommatrice de temps de calcul. Le temps CPU est de l'ordre d'une cinquantaine d'heures.

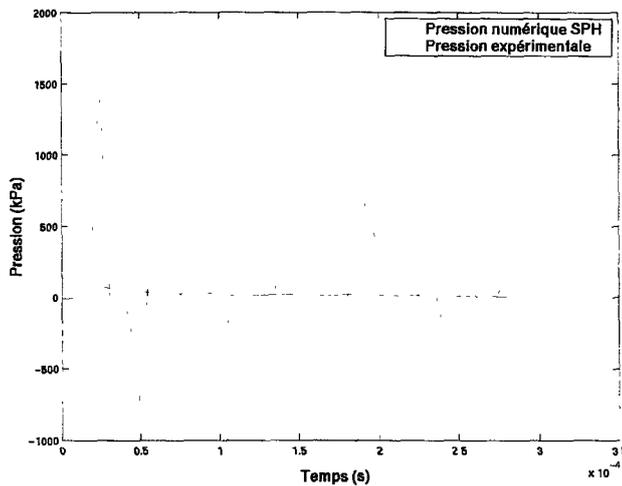
Les résultats, en terme d'évolution de la pression pariétale, sont présentés Figure 3.20. Le point prépondérant est, comme dans le cas Éléments Finis Lagrangien, la présence de l'interface numérique. Cette dernière fait ici encore apparaître des oscillations importantes et pénalise le résultat de la simulation en termes de pression pariétale. Les amplitudes atteintes sont même largement supérieures aux amplitudes atteintes avec la modélisation Lagrangienne, malgré l'utilisation de la même interface TYPE 7 et le même gap.



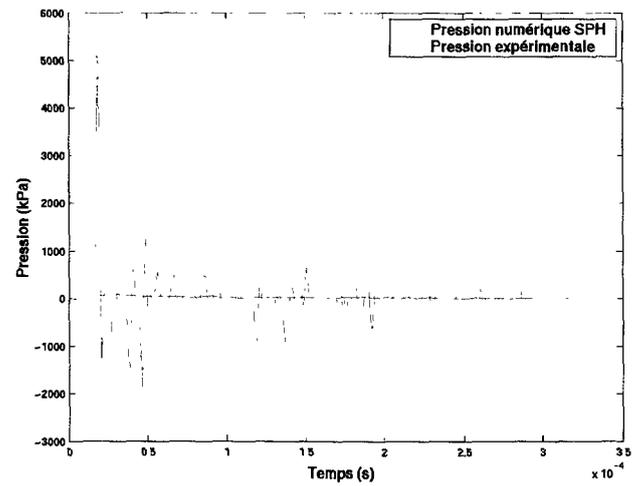
$$V_i = 1.3 \text{ m.s}^{-1}$$



$$V_i = 3.5 \text{ m.s}^{-1}$$



$$V_i = 4.5 \text{ m.s}^{-1}$$



$$V_i = 5.6 \text{ m.s}^{-1}$$

Figure 3.20 : Comparaison méthode SPH/ expérimentale des évolutions de pressions pariétales.

3.6. Synthèse des résultats numériques

Les principaux résultats des diverses simulations (E.F., ALE et SPH) sont rassemblés dans le tableau 3.5. L'analyse qui suit porte sur la capacité de telle ou telle méthode à prédire correctement les grandeurs supposées caractéristiques d'un impact fluide-structure.

Tableau 3.5 : Synthèse des résultats expérimentaux et numériques

	Temps de simulation (ms)	Maxima de Pression (kPa)	Impulsion de pression ($\text{kg.s}^{-1}.\text{m}^{-1}$)	$(dP/dt)_{\text{max}}$ ($\text{kPa}.\mu\text{s}^{-1}$)	Pression d'écoulement (kPa)
p /1.3 m.s⁻¹	--	18	1.57	1.1	4
E /1.3 m.s ⁻¹	0.33	6.3	0.99	0.17	3.5
∇ /1.3 m.s ⁻¹	0.33	356	1.01	2.47	≈ 4
H /1.3 m.s ⁻¹	0.33	71	0.004	0.24	--
p /3.5 m.s⁻¹	--	45	5.15	3.3	10
E /3.5 m.s ⁻¹	0.33	48	4.55	2.37	12.2
∇ /3.5 m.s ⁻¹	0.17	313	2.37	8.95	≈ 10
H /3.5 m.s ⁻¹	0.33	429	0.5	1	--
p /4.5 m.s⁻¹	--	86	6.38	6.6	15
E /4.5 m.s ⁻¹	0.33	91	5.8	5.86	15
∇ /4.5 m.s ⁻¹	0.13	809	3.21	17.3	≈ 15
H /4.5 m.s ⁻¹	0.33	1543	4.36	35.7	--
p /5.6 m.s⁻¹	--	94	8.01	10	20
E /5.6 m.s ⁻¹	0.33	148	7.9	13.55	20
∇ /5.6 m.s ⁻¹	0.12	1071	3.9	24.8	≈ 30
H /5.6 m.s ⁻¹	0.33	5779	3.8	178.4	--

Le maximum de pression est correctement appréhendé par la méthode naturelle ALE, sous condition que l'interface air-liquide soit correctement simulée. Cette bonne représentation est atteinte lorsque la vitesse d'impact est suffisamment grande par rapport à la vitesse de la diffusion intrinsèque à l'emploi d'une loi biphasique en formulation ALE. Ainsi, pour les vitesses d'impact de gouttes de 4.5 et 3.5 m.s⁻¹, les simulations appréhendent cette grandeur dynamique avec une précision de 5%.

Les discrétisations numériques « non continues », nécessitant l'emploi d'interfaces numériques (Éléments Finis Lagrangien et SPH), estiment mal la valeur maximale du pic de



pression : le maximum de pression est en effet fortement dépendant de la raideur de l'interface. On peut toutefois noter que ces méthodes surestiment toujours largement la pression expérimentale.

L'impulsion de pression étant dépendante de la durée de la simulation (correspond à l'aire sous la courbe), sa valeur expérimentale est calculée pour une durée de 0.33ms, correspondant au temps de simulation pour les modèles ALE et SPH. Notons cependant que le calcul Lagrangien ne peut atteindre cette durée, l'impulsion de pression correspondante n'est donc pas utilisable.

L'étude des valeurs de l'impulsion de pression montre que la modélisation naturelle ALE estime correctement ce paramètre, pour des vitesses d'impact suffisantes (cf. 3.3.2.3). Ce type de simulation permet donc d'appréhender correctement, dans le cas traité, l'énergie transmise par l'impact du fluide au matériau et à la structure.

Aucune des simulations lagrangiennes (LAG, SPH) ne permet d'appréhender cette valeur : les oscillations induites par l'interface numérique, dont la présence est rendue obligatoire par la présence de la discontinuité de discrétisation du domaine modélisé, perturbent notablement ces valeurs.

L'identification de la pente du chargement est, dans tous les cas, assez peu précise (instant initial plus ou moins subjectif, oscillations initiales). Une certaine disparité entre le résultat expérimental et les résultats numériques est systématiquement donc constatée. Malgré cette difficulté, la comparaison des résultats montre une estimation correcte de cette grandeur dynamique dans le cadre de la simulation ALE, pour les moyennes vitesses et le cas traité dans ce travail.

Enfin, la pression d'écoulement correspond à la pression dynamique de l'écoulement laminaire de l'eau sur la paroi solide. Cette pression peut grossièrement être perçue comme une pression de retour à l'équilibre, ou pression statique. Les simulations ALE, qui appréhendent déjà correctement les phénomènes dynamiques, estiment également de manière satisfaisante le retour à l'équilibre à la pression d'écoulement. Il est possible de considérer que les simulations E.F. Lagrangiennes prédisent aussi correctement cette grandeur quasi-statique, malgré le faible amortissement des modèles numériques utilisés.

CONCLUSION

Les performances des méthodes numériques de traitement des interactions fluide-structure ont été évaluées, avec comme paramètre « étalon » l'évolution de la pression locale exercée sur une structure plane déformable lors de l'impact d'une goutte d'eau. Dans l'intention de comparer une variable numérique similaire à la grandeur expérimentale obtenue au chapitre 2, une méthodologie de mesure de la pression numérique est mise en œuvre, aboutissant à la définition d'un « capteur numérique » (avec son facteur de jauge), par analogie avec le cas expérimental.

Les méthodes numériques évaluées sont la méthode naturelle ALE, la méthode éléments finis classique et une méthode couplée éléments finis/ SPH, les deux dernières utilisant une interface numérique pour traiter la discontinuité de maillage.

L'étude des résultats des simulations montre tout d'abord que la présence même d'une interface numérique influence notablement les résultats. Des oscillations plus ou moins importantes apparaissent, et la dynamique du chargement en est perturbée. La méthode naturelle couplage Éléments Finis -Lagrange Euler associée apporte des résultats beaucoup plus convaincants, sous réserve d'être dans les bonnes conditions d'utilisation, c'est-à-dire quand la vitesse de diffusion numérique du matériau biphasique eau-air est négligeable devant la rapidité du phénomène d'impact étudié. Les profils de pression alors obtenus s'avèrent très proches des données expérimentales.

L'emploi d'une méthode naturelle apparaît donc judicieux pour étudier un impact hydrodynamique : aucun paramètre non « physique » n'ayant été introduit dans le code pour traiter l'interaction fluide-structure. Le désavantage de cette méthode est sa lourdeur de mise en œuvre, car une discrétisation spatiale complète (l'eau, l'air et le solide doivent être modélisés) et continue doit être effectuée. Ce désavantage s'accroît en considérant la modélisation d'un phénomène tel que l'amerrissage d'un avion, comme présenté au 1.1.1 [ORTIZ, 2004]. La taille du domaine fluide (air et liquide) imposerait un grand nombre d'éléments, et par conséquent un temps CPU incroyablement long, et ce malgré le constant progrès des moyens informatiques.

En conclusion, la possibilité est bien offerte aujourd'hui de faire avec l'ALE, sous réserve d'un emploi pertinent, des campagnes d'expérience numérique en calcul de structure avec impacts hydrodynamiques. Cependant, des travaux d'approfondissement pourraient être envisagés, en particulier et dans un tout premier temps :

- une meilleure validation du concept de facteur de jauge numérique sur un cas d'école,
- l'utilisation de la méthode des multiplicateurs de Lagrange pour palier aux problèmes rencontrés avec la méthode des pénalités pour les approches lagrangiennes, plus efficaces que l'ALE en termes de coût de calculs.

CONCLUSION GÉNÉRALE

La recherche présentée dans le cadre de ce mémoire s'intéresse au problème de la sécurité dans les moyens de transport. Ce travail vise à contribuer à améliorer la capacité de prédiction des comportements dynamiques transitoires des solides et des structures lors de sollicitations de type crash ou impact, spécifiquement lorsqu'un milieu fluide doit être pris en compte (aspects hydrodynamiques).

Plus précisément, ce travail s'intéresse à la définition et à la validation d'une méthodologie visant à réaliser des simulations numériques représentatives des phénomènes d'impact entre fluide et solide, et ce de manière suffisamment robuste et fidèle pour être utilisable ensuite par l'industriel, par exemple pour réaliser des plans d'expérience numériques.

Après avoir établi une synthèse des connaissances relatives à la dynamique transitoire en interaction fluide-structure de type hydrodynamique, la première étape de la recherche a donc consisté à rechercher et mesurer une observable expérimentale fiable et robuste, caractéristique de l'impact hydrodynamique : l'évolution du chargement en pression sur la paroi de la structure. Pour aboutir à cela, une base expérimentale antérieure d'impact de goutte d'eau sur capteur de pression a été exploitée avec en corollaire la question de l'objectivité de la mesure de pression obtenue avec cet essai de laboratoire (la présence du capteur peut interférer sur le résultat). L'idée d'utiliser ces essais d'impact de gouttes d'eau (sur des structures accueillant un capteur à chambre), pour remonter à la pression « de paroi » que verrait la structure en l'absence dudit capteur est donc posée.

La pression pariétale recherchée est finalement obtenue en déterminant puis en appliquant à ces essais une fonction de transfert soustrayant l'influence dynamique du capteur sur la mesure. Pour la phase de détermination de la fonction de transfert, on a recours à l'étalonnage dynamique au tube à choc du capteur. La quantification exacte de la masse d'eau introduite initialement dans la chambre, masse modifiant la réponse dynamique du capteur, constitue une des difficultés majeures rencontrées dans cette étape. Une détermination analytique de la masse d'eau, couplée à une analyse spectrale des résultats expérimentaux, a toutefois permis de lever cette difficulté.

Une fois les caractéristiques réelles du problème prises en compte et intégrées dans la réflexion, une méthodologie de détermination de la fonction de transfert du capteur est finalement établie. Les résultats de la campagne expérimentale d'impacts de goutte sur le capteur à chambre sont alors exploités, et les pressions pariétales associées sont analysées. La comparaison effectuée entre les données brutes et traitées révèle l'intérêt de ce travail, en particulier dans la mesure où toutes les grandeurs caractéristiques brutes délivrées par le capteur à chambre ne s'avèrent pas conservatives du point de vue de notre problème d'intégrité des structures et de survivabilité des individus lors de chocs structuraux à caractère hydrodynamiques.

Les expérimentations au tube à choc et la fonction de transfert établie ayant permis l'obtention d'une observable expérimentale pertinente relative à l'impact d'une goutte d'eau sur une structure plane, un nouveau cas de validation des méthodes numériques est alors défini. Finalement, les performances de plusieurs méthodes numériques sont évaluées, en s'intéressant aux profils de pression pariétale obtenus. Après avoir défini précisément la méthodologie d'obtention d'une grandeur numérique analogue, dans l'intérêt d'effectuer une comparaison expérimentale- numérique judicieuse, les différentes simulations sont présentées. Ces simulations numériques reposent sur différentes formulations (Éléments Finis, ALE et SPH) et différentes modélisations de l'interface (continue ou non). Elles montrent une nette divergence entre les méthodes employées. Il est de nouveau mis en évidence que la présence même d'une interface numérique influence notablement les résultats. Des oscillations plus ou moins importantes apparaissent, et la dynamique du chargement structural est perturbée. La méthode naturelle couplage Éléments Finis-Lagrange Euler associée apporte finalement les résultats les plus convaincants, sous réserve d'être dans les bonnes conditions d'utilisation, pour lesquelles la vitesse de diffusion numérique de la phase bi-matérielle correspondant à « l'interface eau-air » est faible au regard de la durée et de la dynamique du phénomène étudié. Les profils de pression alors obtenus s'avèrent très proches des données expérimentales.

L'emploi d'une méthode naturelle apparaît donc judicieux comme référence numérique en impact hydrodynamique : aucun paramètre autre que physique n'ayant été introduit dans le code. Cette méthode naturelle permet d'atteindre l'objectif initial : identifier parmi différents outils, ceux qui permettent de représenter correctement un problème de dynamique transitoire en interaction fluide-structure.

Comme perspectives notables de ce travail, on peut tout d'abord envisager dorénavant d'utiliser le cas de validation simple d'impact de goutte d'eau sur une structure plane comme méthode d'évaluation des nombreuses méthodes numériques. Ces méthodes, non évaluées dans ce travail, peuvent soit concerner la modélisation du continu (Méthode des éléments naturels, méthode des éléments frontières, volumes finis), soit concerner la modélisation de l'interface (multiplicateurs de Lagrange, interface de couplage Euler-Lagrange, etc.). On peut aussi envisager le développement d'une représentation de l'interface eau-air plus précise et numériquement plus robuste que celle reposant sur la loi des mélanges biphasiques dans une formulation ALE du fluide (Level-Sets, Volume Of Fluids, etc.), et ce afin d'obtenir une meilleure prédiction des résultats indépendamment de la vitesse d'impact. Enfin, le présent travail, que ce soit du point de vue expérimental ou numérique, ne s'est intéressé qu'à des

petites déformations dans le domaine élastique du matériau, et pourrait être poursuivi en grandes déformations.

Enfin les études ultérieures devront s'intéresser à un domaine de comportement plus large (plasticité et mécanique de la rupture), pour étudier par exemple le phénomène d'impact fluide-structure dans les conditions les plus sévères (créations de voies d'eau dans la structure).

RÉFÉRENCES

- ANGHILERI M., CASTELLETI L-M.L., TIRELLI M., « *Fluid-structure interaction of water filled tanks during the impact with the ground* », Int. J. Impact Eng., vol. 31, pp 235-254, 2005.
- AQUELET N., « *Modélisation de l'impact hydrodynamique par un couplage fluide-structure* », Thèse de Doctorat en Mécanique, Université des Sciences et Technologies de Lille, Décembre 2004.
- AQUELET N., SEDDON C., SOULI M., « *Initialisation of volume fraction in fluid/structure interaction problem* », Int. J. of Crashworthiness, Vol.n°10, pp 237-247, 2005.
- AQUELET N., SOULI M., OLOVSSON L., « *Euler-Lagrange coupling with damping effects: Application to slamming problems* », Comput. Methods Appl. Mech. Engrg. vol. 195, pp 110-132, 2006.
- BAGNOLD R.A., « *Interim report on wave pressure research* », J. Inst Civil Engr., vol. 12, pp 201-226, 1939.
- BATHE K.J., ZHANG H., JI S., « *Finite element analysis of fluid flows fully coupled with structural interactions* », Comput. And Stuct. vol. 72, pp 1-16, 1999.
- BATTISTIN D., IAFRATI A., « *Hydrodynamic loads during water entry of two-dimensional and axisymmetric bodies* », Fluids and Struct., vol. 17, pp 643-664, 2003.
- BELYTSCHKO T., KENNEDY J.M., « *Computer models for subassembly simulation* », Nucl. Eng. Design, vol. 49, pp 17-38, 1978.
- BELYTSCHKO T., NEAL M.O., « *Contact-impact by the pinball algorithm with penalty and lagrangian methods* », Int. J. Numer. Methods Engrg., vol. 31, pp 547-572, 1991.
- BENSON H.E., « *Water impact of the Apollo spacecraft* », J. of Spacecraft and Rockets, vol3-8, pp 1282-1284, 1966.
- BENSON D.J., STAINIER L., « *An Eulerian shell formulation for fluid-structure interaction* », Comput. Methods Appl. Mech. Engrg. vol. 187, pp 571-590, 2000.
- BERNARD A., BRIZZI L.-E., BOUSGARBIES J.-L., « *A comparison of flow visualisation and wall pressure measurements for a jet impinging on a plane surface* », Experiments in Fluids vol. 29, pp 23-29, 2000.
- BREBBIA C.A., WALKER S., « *Boundary Elements techniques in engineering* », Newnes-Butterworths, 1980.
- BROUCKAERT J.F., « *Development of fast response aerodynamic pressure probes for time-resolved measurements in turbomachines* », Université Libre de Bruxelles, ISBN: 2-930389-08-7, 2002.

- BRUMMELEN E.H., HULSHOFF S.J., de BORST R. « *Energy conservation under incompatibility for fluid-structure interaction problems* », *Comput. Methods Appl. Mech. Engrg.* vol. 192, pp 2727-2748, 2003.
- CARPENTER N.J., TAYLOR R.L., KATONA M.G., « *Lagrange constraints for transient surface contact* », *Int. J. Numer. Methods Engrg.*, vol. 32, pp 103-128, 1991.
- CASADEI F., « *A hierarchic pinball method for contact impact in fast transient dynamics* », VI Congresso Nazionale della Società Italiana di Matematica Applicata e Industriale (SIMAI) –Cagliari-Italy (Mai 2002).
- CASADEI F., HALLEUX J.P., SALA A., « *Transient fluid-structure interaction algorithms for large industrial applications* », *Comput. Methods Appl. Mech. Engrg.* vol. 190, pp 3081-3110, 2001.
- CASADEI F., POTAPOV S., « *Permanent fluid-structure interaction with non conforming interfaces in fast transient dynamics* », *Comput. Methods Appl. Mech. Engrg.* vol. 193, pp 4157-4194, 2004.
- COOKER M.J., PEREGRINE D. H., « *Pressure-impulse theory for liquid impact problems* », *Int. J. Fluid Mech.*, vol. 297, pp 193-214, 1995.
- DAMBRA R., HOOGELAND M.G., VREDEVELDT A.W., « *Drop test analyses of flat panels using a finite element hydro-code* », NAV 2000. pp 5.7.1-12.
- DONEA J., « *Computational methods for fluid-structure interaction* », École d'Été d'Analyse Numérique, CEA INRIA EDF, 1986.
- DONEA J., GIULANI S., HALLEUX J.P., « *An arbitrary Lagrangian-Eulerian finite element method for transient dynamic fluid-structure interactions* », *Comput. Methods Appl. Mech. Engrg.* vol. 33, pp 689-723, 1982.
- ERBER, « *La mesure des pressions, manomètres et capteurs* », Edition Masson, collection mesures physiques, 1983.
- FLODROPS J.P., DELETOMBE E., « *Improved ship design for marine safety: extreme load effects and hydrodynamic coupling* », Rapport ONERA Lille SEAWORTH BRPR-CT97-064, Classification Code: TEC-032-01, 1999.
- GAILLARD D.D., « *Wave action in relation to engineering structures* », *Engineering News LIII*(8), pp 189-194, 1905.
- GINGOLD R.A., MONAGHAN J.J., « *Smoothed Particle Hydrodynamics: theory and applications to non-spherical stars* », *Monthly Not. Of the Roy. Astr. Soc.*, vol. 181, pp 375-389, 1977.
- GODUNOV S.K., « *A finite difference method for the numerical computation of discontinuous solutions of the equations of fluid dynamics* », *Math. Sbornik*, vol.47, pp 271-290, 1959. Translated as U;S. Dept. of Commerce JPRS 7225, 1960
- GRECO M., LANDRINI M., FALTINSEN O.M. « *Impact flows and loads on ship-deck structures* », *Fluids and Struct.*, vol. 19, pp 251-275, 2004.
- GUEYFFIER D., « *Étude de l'impact de gouttes sur un film liquide mince. Développement de la corolle et formation de projections* », Thèse de doctorat en Mécanique, Université Paris VI, Avril 2000.

- GUIMET V., « *Analyse numérique et simulation de problèmes d'interaction fluide-structure en régime incompressible* », Thèse de doctorat en Mathématiques Appliquées, Université Paris VI, 1998.
- HABOUSSA G., ORTIZ R., DRAZETIC P., « Méthodologie de comparaison expérimentale/numérique pour les problèmes couplés d'impact fluide-structure », 17^{ème} Congrès Français de Mécanique, Troyes-France (Septembre 2005).
- HABOUSSA G., ORTIZ R., DRAZETIC P., « Méthodologie de comparaison expérimentale/numérique pour les problèmes couplés d'impact fluide-structure », Proceeding GDR Interaction Fluide-structure, ISBN 2-9526812-0-1, pp 275-280, 2006.
- HABOUSSA G., ORTIZ R., DELETOMBE E., DRAZETIC P., « *A measurement study of a pressure transducer subjected to water drop impact* », Int. J. of Crashworthiness, Vol.n°13, 49-66, 2008.
- HALLER K.K., VENTIKOS Y., POULIKAKOS D., « *Computational study of high-speed liquid droplet impact* », J. of Applied Physics., vol. 92, pp 2821-2828, 2002.
- HAMMIT F.G., « *Cavitation and Multiphase Flow Phenomena* », Advanced Book program, 1980.
- HEINSBROEK A. G. T. J., « *Fluid-structure interaction in non-rigid pipeline systems* », Nuclear Engineering and Design, vol.172, Issues 1-2, pp 123-135, 1997.
- HIROI I., « *The force and power of waves* », The Engineer, August pp 184-187, 1920.
- HIRT C.W., AMSDEN A.A., COOK J.L., « *An Arbitrary Lagrangian-Eulerian computing method for all flow speeds* », J. Comp. Phys., vol.14, pp 227-253, 1974
- IDELSOHN S.R., ONATE E., DEL PIN F., « *A Lagrangian meshless finite element method applied to fluid-structure interaction problems* », Comput. And Stuct. vol. 81, pp 655-671, 2003.
- JABLON C., CHEDMAIL J.F., REGIS J.L., « *Méthode des éléments finis. Couplage entre maillage Lagrangien et Eulérien* », Rapport DRET SDR/G8, ED/78-203, 1979.
- JAUMOTTE A.L., « *Chocs et ondes de choc, Tome 2, Applications techniques* », Éditions Masson et Cie, 1973.
- KIRKGOZ M.S., « *Breaking wave impact on vertical and sloping coastal structures* », Ocean Engineering 22, pp 35-48, 1995.
- KIRKGOZ M.S., MAMAK M., « *Impulse modelling of wave impact pressures on vertical wall* », Ocean Engineering 31, pp343-352, 2004.
- KOROBKIN A.A., « *The entry of an elliptical paraboloid into a liquid at variable velocity* », J. Appl. Maths Mechs vol. 66, pp 39-48, 2002.
- KULITE France, « *Capteurs de pression* », documentation, 2001.
- LACOME J.L., « *Analyse de la Méthode Particulière SPH. Applications à la Détonique.* », Thèse de doctorat en Mathématiques Appliquées, Université Paul Sabatier Toulouse 3 - INSA Toulouse, Janvier 1998.
- LARRAS J., « *Le déferlement des lames sur les jetées verticales* », Annales des Ponts et Chaussées, vol. 107, pp 643-680, 1937.

- LESSER M.B., « *Analytic solutions of liquid drop impact problems* », Proc. R. Soc. London Ser. A 377 pp 289-308, 1981.
- LESSER M.B., FIELD J.E., « *The impact of compressible liquids* », Ann. Rev. Fluid Mech. 15 97-122, 1983.
- LEWISON G.R.G. « *On the reduction of slamming pressures* », Meeting of the Royal Institution of Naval Architects, London (October 1969).
- LU C.H., HE Y.S., WU G.X., « *Coupled analysis of nonlinear interaction between fluid and structure during impact* », Fluids and Struct., vol. 14, pp 127-146, 2000.
- LUCY L.B., « *A numerical approach to the testing of the fission hypothesis* », J. of Astronomy, vol. 82, pp 1013-1024, 1977.
- LUKASIEWICZ J., « *Shock tube and applications* », National Research Council of Canada, Report n° MT-10, 1950.
- MCGEHEE J.R., HATHAWAY M.E., VAUGHAN V.L., « *Water landing characteristics of a re-entry capsule* », Memorandum 5-23-59L, NASA, 1959.
- MECALOG, RADIOSS theory manual, 2005.
- MICHLER C., VON BRUMMELEN E.H., HULSHOFF S.J., « *The relevance of conservation for stability and accuracy of numerical methods for fluid-structure interaction* », Comput. Methods Appl. Mech. Engrg. vol. 192, pp 4195-4215, 2003.
- MONAGHAN J.J., « *Simulating free surface flows with SPH* », J. of Comput. Phys., vol. 110, pp 399-406, 1994.
- NOMURA T., « *ALE finite element computations of fluid structure interaction* », Comput. Methods Appl. Mech. Engrg. vol. 112, pp 291-308, 1994.
- ONATE E., CERVERA M., ZIENKIEWICZ O.C., « *A finite volume for structural mechanics* », Int. J. Numer. Methods Engrg., vol. 79, pp 2151-2163, 2001.
- ONATE E., PERAZZO F., MIQUEL J., « *A finite point method for elasticity problems* », Computer and structures., vol. 37, pp 181-201, 1994.
- ORTIZ R., SOBRY J.F., CHARLES J.L., « *Structural loading of a complete aircraft under realistic crash conditions: generation of a load database for passenger safety and innovative design* », 24th Congress of the International Council of the Aeronautical Sciences (ICAS 2004) –Yokohama-Japan (September 2004).
- PAQUET J.B., « *Percussion d'un jet d'eau à front lisse sur un solide* », Rapport IMFL 95/77, 1995.
- PEREZ J.P., « *Thermodynamique : Fondements et applications* », Éditions Dunod, ISBN : 9782100055548, 2001.
- PETTNIOT J.L., SIEGFRIED Y.M., DUPRIEZ F., « *Étude des impacts hydrodynamiques sur les coques d'hydroptères* », Rapport IMFL n° 81/05, 1981.
- PETTNIOT J.L., CAZIER A., « *Étude des impacts hydrodynamiques sur les coques d'hydroptères dièdre d'angle 120 degrés* », Rapport IMFL n° 83/88, 1983.

- PORTEMONT G., « *Contribution au développement des méthodes numériques de traitement des interactions corps durs/corps mous - Application au crash, aux collisions ou aux chocs* », Thèse de doctorat en Génie mécanique, Université de Valenciennes et du Hainaut Cambrésis, Janvier 2004a.
- PORTEMONT G., DELETOMBE E., DRAZETIC P., « *Assessment of basic experimental impact simulations for coupled fluid/structure interactions modelling* », Int. J. of Crashworthiness, Vol.n°4, 333-339, 2004b.
- RANDHAWA H.S., LANKARANI H.M., « *Finite element analysis of impacts on water and its application to helicopter water landing and occupant safety* », Int. J. of Crashworthiness, Vol.n°8, pp 189-200, 2003.
- RAVIART P.A., « *Les méthodes d'éléments finis en mécanique des fluides* », Éditions Eyrolles, ISBN : 2-212-00240-8, 1981.
- REIN M., « *Phenomena of liquid drop impact on solid and liquid surfaces* », Fluid Dynamics Research, vol. 12, pp 61-93, 1993.
- RIBET H., « *Modélisation et simulation numérique en dynamique rapide d'interactions entre fluide et structure souple. Application à l'amerrissage d'un avion* », Thèse de doctorat en Mécanique des fluides, Université Paul Sabatier de Toulouse, 1996.
- RICHERT G., « *Experimental investigations of shock pressures against breakwaters* », Proc 11th Int. Conf. Coast. Eng. ASCE, pp 2964- 2973, 1968.
- RIOBOO R., MARENGO M., TROPEA C., « *Time evolution of liquid drop impact onto solid, dry surfaces* », Experiments in Fluids vol. 33, pp 112-124, 2002.
- ROUVILLE M.A. BESSON P., PETRY P., R., « *État actuel des études internationales sur les efforts dus aux lames* », Annales des Ponts et Chaussées, vol. 108, pp 5-113, 1938.
- RUNGEN P., HAULT-DUBRULLE A., DRAZETIC P., « *Development of an experimental protocol in the aim of understanding intra-cranial kinematics during an automobile accident* », In *6th International Symposium on Computer Methods in Biomechanics & Biomedical Engineering*, Madrid, Spain, février 2004.
- SAVIC P., BOULT G.T., « *The fluid flow associated with the impact of liquid drops with solids surfaces* », Nat. Res. Council Canada, 1955.
- SCOLAN Y.-M., KOROBKIN A.A., « *Energy distribution from vertical impact of a three dimensional solid body onto the flat free surface of an ideal fluid* », Fluids and Struct., vol. 17, pp 275-286, 2003.
- SEDDON C.M., MOATEMEDI M., « *Review of water entry with applications to aerospace structures* », Int. J. Impact Eng., vol. 32, pp 1045-1067, 2006.
- SELLARS F.H., « *Water impact Loads* », Marine Tech. Vol. n°13, pp 46-58, 1976.
- SLONE A.K., PERICLEOUS K., BAILEY C., « *Dynamic fluid-structure interaction using finite volume unstructured mesh procedures* », Comp. And Struct. vol. 80, pp 371-390, 2002.
- SLONE A.K., PERICLEOUS K., BAILEY C., « *A finite volume unstructured mesh approach to dynamic fluid-structure interaction: an assessment of the challenge of predicting the onset of flutter* », Appl. Math. Modelling, vol. 28, pp 211-239, 2004.

-
- SOULI M., OUAHSINE A., LEWIN L., « *ALE formulation for fluid-structure interaction problems* », *Comput. Methods Appl. Mech. Engrg.* vol. 190, pp 659-675, 2000.
- STEVENSON T., « *The design and construction of harbours* », 2nd Ed. Edimbourg, 1874.
- SUKUMAR N., MORAN B., BELYTSCHKO T., « *The natural element method in solid mechanics* », *Int. J. Numer. Meth. Engng.* vol. 43, pp 839-1474, 1998.
- THOMPSON W.C., « *Dynamic model investigation of the landing characteristics of manned spacecraft* », NASA TN D 2497, 1965.
- VAN LEER B., « *Toward the ultimate conservative difference scheme.iv. a new approach to numerical convection* », *J. of Comput. Phys.*, vol. 23, pp 276-299, 1977
- VON KARMAN T., « *The impact on Seaplane Floats during Landing* », Technical Notes NACA 321, 1929.
- WAGNER H., « *Landing of seaplane* », NACA TN 622, 1931.
- WALKDEN M.J., WOOD D.J., BRUCE T., « *Impulsive seaward loads induced by wave overtopping on caisson breakwaters* », *Coastal Engineering* 42, pp 257-276, 2001.
- WATANABE S., « *Resistance of impact on water surface* », *Inst. Phys. Chem. Res. Tokyo*, Vol 14, pp 251-267, 1930.
- WEISS D.A., YARIN A.L., « *Single drop impact onto liquid films: neck distortion, jetting, tiny bubble entrainment, and crown formation* », *Int. J. Fluid Mech.*, vol. 385, pp 229-254, 1999.
- YARIN A.L., WEISS D.A., « *Impact of drops on solid surfaces: self-similar capillary waves, and splashing as a new type of kinematic discontinuity* », *Int. J. Fluid Mech.*, vol. 283, pp 141-173, 1995.
- YVONNET J., RYCKELYCK D., LORONG P. CHINESTA F., « *A new extension of the natural element method for non-convex and discontinuous problem:the constrained natural element method(C-NEM)* », *Int. J. Numer. Meth. Engng.* vol. 60, pp 1451-1474, 2004.
- ZHAO R., FALTINSEN O., « *Water entry of two-dimensional body* », *Int. J. Fluid Mech.*, vol. 246, pp 593-612, 1993.
- ZIENKIEWICZ O.C., TAYLOR R.L., « *The Finite Element Method*», McGraw-Hill, 1991.
- ZIENKIEWICZ O.C., ONATE E., « *Finite Elements vs Finites Volumes. Is there really a choice?* », *Nonlinear Comp. Mech., State of the Art*, pp 240 - 254, 1991.

Bibliothèque Universitaire de Valenciennes



00900508