



HAL
open science

Simulation numérique du chargement mécanique en paroi généré par les écoulements cavitants, pour application à l'usure par cavitation des pompes centrifuges

Christophe Leclercq

► **To cite this version:**

Christophe Leclercq. Simulation numérique du chargement mécanique en paroi généré par les écoulements cavitants, pour application à l'usure par cavitation des pompes centrifuges. Mécanique des matériaux [physics.class-ph]. Université Grenoble Alpes, 2017. Français. NNT : 2017GREAI119 . tel-01793821

HAL Id: tel-01793821

<https://theses.hal.science/tel-01793821>

Submitted on 17 May 2018

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

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

THÈSE

Pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE GRENOBLE ALPES

Spécialité : **MEP : Mécanique des fluides Énergétique, Procédés**

Arrêté ministériel : 25 mai 2016

Présentée par

Christophe Leclercq

Thèse dirigée par **Regiane Fortes-Patella**

préparée à **EDF Lab Chatou** et au **Laboratoire des Écoulements Géophysiques et Industriels**
dans l'**École Doctorale I-MEP²** du 08/12/14 au 08/12/17

Simulation numérique du chargement mécanique en paroi généré par les écoulements cavitants, pour application à l'usure par cavitation des pompes centrifuges

Thèse soutenue publiquement le **13 Décembre 2017**,
devant le jury composé de :

M. Stéphane Aubert

Professeur des Universités, École Centrale de Lyon, Président

M. Sofiane Khelladi

Professeur des Universités, Arts et Métiers ParisTech, Rapporteur

M. Francisco Pereira

Ingénieur de recherche, CNR-INSEAN, Rapporteur

Mme. Regiane Fortes-Patella

Professeur, Université Grenoble Alpes, LEGI, Directeur de thèse

M. Antoine Archer

Ingénieur de recherche, EDF R&D - EDF Lab Chatou, Co-Encadrant de thèse

M. Fabien Cerru

Ingénieur de recherche, CETIM - Nantes, Co-Encadrant de thèse



*À mon père, parti trop tôt, pour sa force,
À ma mère, pour son courage,
À mon frère, pour son pragmatisme,
À ma femme, pour son soutien,
À ma fille, que j'ai hâte de rencontrer.*

Remerciements

Cette partie de la thèse est finalement la plus compliquée à écrire. On se rend vite compte que les synonymes de *merci* viennent à manquer alors qu'on voudrait le dire de 1 000 façons à toutes les personnes ayant participées, de près comme de loin, à la réalisation de ce travail (et on espère oublier personne... Si c'est le cas, mille excuses!).

Je voudrais, dans un premier lieu, remercier les membres du jury : Stéphane Aubert, Sofiane Khelladi et Francisco Pereira, pour avoir pris le temps de lire et de juger mon travail ainsi que pour les discussions et les réflexions qui ont suivies la présentation de ce manuscrit.

Je souhaiterais également exprimer ma reconnaissance la plus sincère à Regiane Fortes-Patella qui, malgré la distance Chatou-Grenoble nous séparant, a su m'accompagner de la plus belle des manières dans mon travail mais également dans mes tracas du quotidien. Plus qu'une directrice de thèse, Regiane a été pour moi une véritable confidente avec qui j'ai su m'entendre à merveille sur le plan professionnel mais aussi (et peut-être même surtout) sur le plan personnel. Merci pour tout ce que tu as pu faire pour moi, je suis heureux de t'avoir rencontré.

Je remercie ensuite Antoine Archer (dit *Tonio Archer*, l'accent américain ayant son importance dans cette prononciation!) pour m'avoir fait confiance et avoir accepté de travailler avec moi durant ces trois années mais également pour ses qualités humaines et son sens critique (voire pointilleux) lorsqu'il s'agit de sublimer par écrit un travail réalisé.

J'adresse également mes remerciements à Fabien Cerru qui a su s'intégrer à l'équipe à mi-parcours (et se former *sur le tas*) et dont les conseils ont été un plus pour l'orientation de la thèse et son écriture.

J'exprime également toute ma gratitude à l'ensemble des personnes rencontrées chez EDF R&D, dans le département MFEE et plus particulièrement : Amélie (l'océanographe), Aurélien (le presque capitaine), Benoît (la force tranquille), Bruno (~~le hériçon~~ mon premier chef de groupe), Christophe (l'hyperactif de la com'), Fadila et Ouardia (les soeurs raleuses, mais qu'on aime bien quand même), Franchine (la décalée), Grace (la portugaise), Jean (l'informaticien déjanté), Jean-Luc (le champion), Joris (Schtroumpff, le petit frère), Marc (la sécurité avant tout), Mathieu (le mec d'AMA, le grand frère), Maxime (le savoyard), Mugurel (le motard qui fait du KUNG FU(RY), le sensei), Nasser (le malade mental), Olivier (le beau gosse), Sébastien (le polonais à l'humour aussi spécial que le mien), Thomas (le savant fou), Vincent (~~le bisounours~~ mon deuxième chef de groupe), Vladimir (la relève) avec une mention spéciale pour Charles (le batteur, en concert prochainement, j'en suis sûr) avec qui j'ai eu le plaisir de partager le bureau durant ces 3 années!

Je n'oublie pas non plus toutes les personnes du LEGI de Grenoble pour leur accueil, leur sympathie et nos soirées arrosées : Jean-Bastien, le mec un peu *fou-fou*, avec qui j'ai partagé le lit (*et même plus*) à Hawaï, Flavia, l'italienne surexcitée, Yves, le judoka-rugbyman décalé, Sofien, le génie qui se dévalorise le plus au monde, ainsi que Lucas, l'aristocrate d'outre manche drôle à souhait, et toutes les autres personnes que j'ai pu y rencontrer.

Je tiens également à dire merci à tous mes amis, qui ont toujours été là pour me faire décompresser, avec qui j'ai pu partager énormément de bons moments et avec qui j'en partagerai encore plein ! Merci donc à mes amis d'enfance et leurs copines respectives : Cédric et Arielle (futurs parents eux aussi), Sébastien et ~~sa main droite~~ (courage mec !), Yann et Angélique (déjà parents d'un petit gars qui ne connaîtra pas ma fille !). Merci également à ceux de l'ENS Cachan : Keurcien, Matthieu (le nouveau Slovène aux mains qui suent !), Maxime (« ui » l'Alsacien), Mikaël (le président), Pierre et Anaïs (le couple vegano-docteur, ou presque...), Romain et Melwenn (the french engineer), Thibaud (le volleyeur qu'a vu des vidéos), William (le Roméo des temps modernes).

Je suis également infiniment reconnaissant envers ma famille, qui a toujours été derrière moi pour me faire aller de l'avant et me permettre d'arriver là où j'en suis. On dit que la dernière année de thèse est la plus difficile à vivre, je pense avoir eu l'une des pires à supporter. Ce manuscrit n'aurait jamais vu le jour sans le réel soutien de mes proches. Maintenant place à l'avenir avec en première ligne de mire, ma fille, que j'ai hâte de rencontrer.

Résumé

Lors du fonctionnement des machines hydrauliques, le développement de structures de cavitation peut entraîner une chute de performance. De plus, la cavitation peut être responsable de l'usure des pièces mécaniques par érosion. La taille et la vitesse de rotation des pompes étant fortement dépendantes du niveau de cavitation acceptable, la présence de cavitation dans une installation hydraulique est liée à un compromis technico-économique. La prévision de l'érosion de cavitation serait utile à la fois pour améliorer la conception des matériels en projet mais également pour optimiser les périodes de maintenance de ceux existants. Bien que des essais, permettant de caractériser le comportement à l'érosion d'une machine, soient possibles, ceux-ci restent coûteux. Bénéficiant des progrès de la simulation des écoulements, une prévision par voie numérique de l'érosion de cavitation paraît accessible.

L'érosion est un phénomène multi-physique et multi-échelle. Multi-physique car elle fait intervenir la mécanique des fluides et la réponse du solide ; multi-échelle car les échelles en temps et en espace vont de celles caractérisant l'écoulement autour du composant hydraulique ($0.1\text{ m} - 1\text{ ms}$) jusqu'à celles de la déformation plastique observée sur le matériau ($1\text{ }\mu\text{m} - 10\text{ ns}$). Dans cette thèse, seule la partie fluide est considérée, plus particulièrement, le chargement d'un écoulement cavitant sur une paroi solide, appelé « intensité de cavitation ». L'objectif est d'estimer cette intensité à partir de la simulation d'un écoulement cavitant.

Des écoulements instationnaires 3D en régime cavitant sont simulés en utilisant un modèle homogène, implémenté dans le *Code_Saturne avec module de cavitation*. Une description du modèle numérique et de l'approche physique considérée est présentée dans le mémoire. Le modèle de prédiction de l'endommagement, basé sur une approche énergétique, est développé et appliqué sur un hydrofoil NACA 65012 testé au LMH-EPFL (École Polytechnique Fédérale de Lausanne) et sur la pompe centrifuge SHF testée au sein d'EDF R&D. Des comparaisons entre des simulations 3D sur différents maillages sont analysées et une bonne estimation qualitative de l'érosion est obtenue via ce modèle à différentes vitesses d'écoulement. Une tentative de validation quantitative pour le cas de l'hydrofoil est mise en place et semble prometteuse.

Dans le but d'enrichir le modèle de prévision de l'intensité de cavitation, des simulations à l'échelle d'une bulle sont également menées. Ces simulations permettent une meilleure compréhension des interactions entre une onde incidente et l'implosion d'une bulle en proche paroi. Des phénomènes d'amplification des collapsus de bulles ont pu être simulés, pouvant être à l'origine de fortes ondes de pression dont l'impact serait responsable de l'endommagement des matériaux avoisinants.

Mots clés : cavitation, prévision d'intensité de cavitation, érosion, simulation 3D instationnaire

Abstract

The development of cavitation structures can lead to efficiency losses during hydraulic machinery duty. Moreover, cavitation can be responsible for wear of mechanical parts through cavitation erosion. The presence of cavitation in a hydraulic machine is also linked to a technical and economical trade-off, because the size and rotational speed of pumps are highly dependent on the acceptable cavitation level. Therefore, it seems likely that cavitation will remain present in current and future pump designs and its consequences must be dealt with. The prediction of the erosion is important both for the improvement of hydraulic components at the design stage but also for the optimization of maintenance periods of existing machinery. Experimental tests can be carried out to characterize the erosion behaviour of a machine, but are still expensive. With the recent advances in Computational Fluid Dynamics, the numerical prediction of cavitation erosion appears as a reachable and cost-effective alternative.

The erosion is a multi-physical and multi-scale phenomenon. Multi-physical because it deals with both fluid and solid mechanics, and multi-scale because the length and time scales of the flow around the hydraulic component ($0.1\text{ m} - 1\text{ ms}$) and of the plastic deformation observed on the material ($1\text{ }\mu\text{m} - 10\text{ ns}$) are not of the same order of magnitude. In this thesis, only the fluid part is considered, more particularly, the mechanical load imposed by a cavitating flow on a material, called « cavitation intensity ». The objective is to estimate this intensity from cavitating flow simulations.

In this work, 3D unsteady simulations of cavitation regimes are carried out using a homogeneous model, implemented in the CFD code *Code_Saturne avec module de cavitation*. The prediction damage model, based on an energy approach, is developed and applied to a NACA 65012 hydrofoil tested at the LMH-EPFL (École Polytechnique Fédérale de Lausanne) and on the SHF centrifugal pump tested at EDF R&D. Comparisons between 3D simulations on different meshes show that the model provides good qualitative predictions of erosion at different flow velocities. An attempt is made to propose a quantitative validation for the case of the hydrofoil, with promising results.

In order to enrich the cavitation intensity prediction model, simulations at the bubble scale are also performed. These simulations allow for a better understanding of the interaction between an incident pressure wave and the implosion of a near-wall bubble. The mechanism of bubble collapse amplification is simulated, and is shown to be associated with high magnitude pressure waves. This amplification phenomenon is suspected to be a strong contributor to the damage of neighbouring materials.

Key words : cavitation, cavitation intensity prediction, erosion, 3D unsteady simulation

Table des matières

Nomenclature	13
Table des figures	17
Liste des tableaux	25
Partie 1 Introduction et état de l’art	27
I Introduction	29
I.1 Cavitation et érosion	30
I.1.1 La cavitation	30
I.1.2 L’érosion liée à la cavitation	31
I.1.3 Enjeux industriels	32
I.2 Contexte et objectif de la thèse	34
I.2.1 Contexte par rapport aux travaux précédents effectués au LEGI et à EDF	34
I.2.2 Objectif de la thèse	37
I.2.3 Structure de la thèse	37
II État de l’art de la simulation de la cavitation et de la prévision de l’érosion	39
II.1 État de l’art de la simulation des écoulements diphasiques liquide-gaz	40
II.1.1 Modélisation des écoulements cavitants	41
II.1.2 Modèles utilisés dans cette thèse	44
II.2 État de l’art de la prévision de l’érosion de cavitation	45
II.2.1 Phénomènes physiques responsables de l’érosion par cavitation	46
II.2.2 Approches expérimentales de la prévision de l’érosion	58
II.2.3 Prévision via des simulations numériques	59
II.3 Les limites de la prévision de l’érosion via une démarche numérique	69
Partie 2 Échelle profil	71
III Simulation à l’échelle du composant hydraulique	73
III.1 Modèle d’intensité de cavitation	74
III.1.1 <i>Code_Saturne</i> et son module cavitant	74
III.1.2 Modélisation de l’intensité de cavitation	76
III.2 Application à un hydrofoil	79

III.2.1	Description générale	79
III.2.2	Simulation de l'écoulement cavitant	82
III.2.3	Prévision de l'intensité de cavitation	94
III.2.4	Comparaison de l'intensité de cavitation avec les mesures de marquage	102
III.2.5	Synthèse des résultats obtenus sur l'hydrofoil	113
IV	Prévision de l'intensité de cavitation sur les aubes d'une pompe centrifuge	115
IV.1	Description de la pompe SHF	116
IV.2	Simulation de l'écoulement cavitant	117
IV.2.1	Description	117
IV.2.2	Temps CPU de calcul	119
IV.2.3	Caractéristique hydraulique de la pompe	119
IV.2.4	Battement de la poche	121
IV.2.5	Répartition de la pression sur l'aubage	122
IV.3	Prévision de l'intensité de cavitation	123
IV.3.1	Sans modification du modèle de l'intensité de cavitation	123
IV.3.2	Introduction d'un cône d'influence	124
IV.3.3	Introduction d'une limite en taux de vide	127
IV.3.4	Discussion	127
IV.4	Analyse de la prévision	128
IV.5	Synthèse des résultats pour la pompe SHF	129
Partie 3	Échelle bulle	131
V	Simulations numériques à l'échelle bulle	133
V.1	Introduction	135
V.2	Présentation générale de l'outil de simulation	135
V.2.1	Système d'équations	135
V.2.2	Équation d'état	136
V.3	Configurations étudiées	136
V.3.1	Interactions simulées	136
V.3.2	Paramètres de calculs	137
V.4	Bulle implorant en milieu infini	141
V.4.1	Bulle implorant en milieu infini : maillage sphérique	141
V.4.2	Études 3D pour une bulle en milieu infini	148
V.5	Études 3D pour une bulle en proche paroi, sans onde incidente	154
V.5.1	Objectif	154
V.5.2	Méthode	155
V.5.3	Résultats	155
V.5.4	Conclusion	159
V.6	Études 3D pour une bulle en milieu infini avec une onde de surpression incidente . . .	160
V.6.1	Objectif	160
V.6.2	Méthode	160

V.6.3	Résultats de la propagation de l'onde de pression sans bulle	161
V.6.4	Résultats avec bulle	163
V.7	Études 3D pour une bulle en proche paroi avec une onde incidente	167
V.7.1	Objectif	167
V.7.2	Méthode	167
V.7.3	Résultats	168
V.7.4	Proposition d'un scénario "interaction de deux bulles" comme phénomène me- nant à l'érosion	171
V.7.5	Conclusion	172
V.8	Synthèse des études à l'échelle bulle	173
 Partie 4 Conclusion et perspectives		175
 Bibliographie		181
 Partie 5 Annexes		193
A	Description de <i>Code_Saturne</i>	195
A.1	Description de <i>Code_Saturne</i>	195
A.1.1	Équations résolues	195
A.1.2	Schéma semi-discret	196
A.1.3	Discrétisation spatiale	197
A.1.4	Modèle de turbulence et lois de paroi	200
A.2	Description du module cavitation de <i>Code_Saturne</i>	203
A.2.1	Équations résolues	203
A.2.2	Terme source de vaporisation	204
A.2.3	Discrétisation temporelle	204
B	Description de <i>Prototype Homogène Code_Saturne</i>	207
B.1	Équations résolues	207
B.1.1	Le modèle homogène	207
B.1.2	Caractérisation entropique des termes sources	208
B.1.3	Propriétés du modèle	208
B.2	Schéma numérique	209
B.2.1	Équation d'état - Gaz raide	209
B.2.2	Le pas convectif	210
B.2.3	Le pas des termes sources	212
B.3	Cas tests étudiés	214
B.4	Conditions aux limites	214
C	Description de différentes lois d'état	215
C.1	Introduction	215
C.2	Table d'état de l'eau	215

C.3	Modèles de comportement	215
C.3.1	Pour la phase gazeuse	216
C.3.2	Pour la phase liquide	217
C.3.3	Pour la zone de mélange - La loi barotrope	218
D	L'équation de Rayleigh-Plesset et de Keller-Miksis	221
D.1	Rayleigh-Plesset	221
D.2	Keller-Miksis et autres modèles dérivés	223
E	Résultats 2D pour la géométrie de l'hydrofoil testé par l'EPFL	227
E.1	Description du cas 2D	227
E.2	Simulation de l'écoulement cavitant	228
E.3	Prévision de l'intensité de cavitation	231
F	Influence de l'angle solide	233
F.1	Visualisation 3D de l'influence de l'angle solide	233
F.2	Visualisation 2D de l'influence de l'angle solide	233
F.3	Visualisation 1D de l'influence de l'angle solide	234
G	Description de l'énergie acoustique liée à l'implosion d'une bulle	235
G.1	Équations différentielles pour un fluide idéal	235
G.1.1	Équation d'onde dans le cas d'une onde plane suivant x	235
G.1.2	Équation d'onde dans le cas d'une onde sphérique suivant r	236
G.2	Énergie liée à une onde	237
H	Influence des paramètres du modèle de Merkle pour la pompe SHF	239
I	Publications	241
I.1	Numerical investigations on cavitation intensity for 3D homogeneous unsteady viscous flows, conférence IARH, 4-8 Juillet 2016, Grenoble, France	241
I.2	First attempt on numerical prediction of cavitation damage on a centrifugal pump, conférence FEDSM; 31 Juillet - 3 Août 2017, Waikoloa, Hawaiï, USA	252
I.3	Numerical cavitation intensity on a hydrofoil for 3D homogeneous unsteady viscous flows, journal IJFMS, Juillet-Septembre 2017	262

Nomenclature

Sigles

CFD	Computational Fluid Dynamics
CFL	Courant-Friedrichs-Lewy
DFT	Discret Fourier Transform - Transformée de Fourier Discrète
DNS	Direct Numeric Simulation - Simulation Numérique Directe
EDP	Équations aux Dérivées Partielles
HEM	Homogeneous Equilibrium Model - Modèle Homogène à l'Équilibre
HRM	Homogeneous Relaxed Model - Modèle Homogène à Relaxation
LES	Large Eddy Simulation - Simulation à Grandes Échelles
TTV	Transport de Taux de Vide
U-RANS	Unsteady Reynolds Averaged Navier Stokes

Types

A	Scalaire
\underline{A}	Vecteur
$\underline{\underline{A}}$	Tenseur

Opérateurs

$\underline{A} \cdot \underline{A}$	Produit vectoriel
∇	Opérateur différentiel vectoriel
$\nabla A = \underline{\text{grad}}(A)$	Gradient
$\nabla \cdot \underline{A} = \text{div}(\underline{A})$	Divergence
$\underline{A} \otimes \underline{A}$	Produit tensoriel
$\underline{\underline{1}}$	Tenseur unité

Variables physiques

A_l	Quantité A pour la phase liquide	
A_v	Quantité A pour la phase vapeur	
c	Célérité du son	$[m.s^{-1}]$
C_{dest}	Constante de destruction de vapeur	$[-]$
C_{prod}	Constante de production de vapeur	$[-]$
C_{ref}	Vitesse à l'entrée du tunnel de cavitation	$[m.s^{-1}]$
d	Distance entre le centre d'émission de l'onde d'implosion de la bulle et la paroi	$[m]$
D_i	Diamètre en entrée de pompe	$[m]$
E_{cav}	Énergie de cavitation	$[J]$
f_c	Fréquence de lâcher des structures cavitantes	$[Hz]$
h	Profondeur de l'indentation	$[m]$
H	Hauteur d'élévation de la pompe	$[m]$
H_n	Hauteur nominale de la pompe	$[m]$
$I_{cav} = \mathcal{P}_{mat}/\Delta S$	Intensité de cavitation instantanée	$[W.m^{-2}]$
$\overline{I_{cav}}$	Intensité de cavitation moyennée	$[W.m^{-2}]$
l	Longueur de la poche de cavitation	$[m]$
L	Longueur de la corde	$[m]$
m^-	Terme source de destruction de vapeur	$[kg.m^{-3}.s^{-1}]$
m^+	Terme source de production de vapeur	$[kg.m^{-3}.s^{-1}]$
N_n	Vitesse de rotation nominale de la pompe	$[tr.min^{-1}]$
$NPSH$	Net Positive Suction Head	$[m]$
p	Pression	$[Pa]$
$\mathcal{P}_{cav}/V_{cell}$	Puissance de cavitation volumique dans le fluide	$[W.m^{-3}]$
p_{g0}	Pression des gaz incondensables	$[Pa]$
$\mathcal{P}_{lim}/\Delta S$	Seuil de l'intensité de cavitation surfacique	$[W.m^{-2}]$
p_{sat}	Pression de saturation	$[Pa]$
Q	Débit volumique	$[m^3.s^{-1}]$
Q_n	Débit volumique nominal	$[m^3.s^{-1}]$
Q_f	Débit de fuite	$[m^3.s^{-1}]$
R_0	Rayon initial de la bulle	$[m]$
$R_{10\%}$	Rayon à 10% de de la profondeur de l'indentation	$[m]$
R_e	Limite élastique	$[Pa]$
R_m	Limite maximale à la rupture	$[Pa]$

TABLE DES MATIÈRES

s	Entropie	$[J/K]$
t	Temps	$[s]$
T	Température	$[K]$
u	Vitesse du fluide	$[m.s^{-1}]$
V_{cell}	Volume d'une cellule	$[m^3]$
V_d	Taux d'endommagement ou vitesse d'endommagement	$[m.s^{-1}]$
V_{trou}	Volume de l'indentation	$[m^3]$
V_{vap}	Volume de vapeur	$[m^3]$

Lettres Grecques

α	Taux de vide	$[-]$
β	Coefficient matériau	$[J.m^{-3}]$
$\gamma = d/R$	Distance adimensionnée caractéristique de l'implosion	$[-]$
Γ_v	Terme source de vaporisation (modèle de Merkle)	$[kg.m^{-3}.s^{-1}]$
ΔS	Aire d'un élément de surface	$[m^2]$
δt	Temps de passage de l'onde à mi-amplitude	$[s]$
δT	Temps de passage de l'onde	$[s]$
Δt	Pas de temps	$[s]$
ε	Énergie interne	$[J/kg]$
η^*	Rendement d'implosion	$[-]$
η^{**}	Rendement énergétique	$[-]$
η_{scale}	Facteur d'échelle	$[-]$
μ	Viscosité dynamique	$[Pa.s]$
ρ	Masse volumique	$[kg.m^{-3}]$
σ	Nombre de cavitation	$[-]$
τ_R	Temps d'implosion de Rayleigh	$[s]$
Ω	Angle solide	$[-]$

Table des figures

I.1	Diagramme d'état de l'eau dans le plan (Pression (p) - Température (T)). Tr correspond au point triple et C au point critique.	30
I.2	Différents types d'écoulements cavitants (écoulement de gauche à droite).	31
I.3	Érosion de cavitation sur les aubes d'une turbine Francis [Brennen, 1994].	32
I.4	Échelles en temps et en espace des phénomènes induits par la cavitation.	32
I.5	Courbe théorique de chute de performance [ISO 9906, 2000].	33
I.6	Exemple d'érosion sur des pompes centrifuges du parc d'EDF [Guilloteau et Cormier, 1994], [Fortes-Patella <i>et al.</i> , 1999b].	34
I.7	Illustration du scénario en cascade proposé par Fortes-Patella et al. [Fortes-Patella <i>et al.</i> , 1999a, Challier <i>et al.</i> , 2000].	35
II.1	Variation de la masse volumique en fonction de la pression - loi barotrope avec raccord sinusoïdal - $c_{min} = 1 m.s^{-1}$, $\rho_{0l} = 1000 kg.m^{-3}$, $\rho_{0v} = 1 kg.m^{-3}$, $p_{sat} = 2000 Pa$	43
II.2	Perte de masse (à gauche) et vitesse de perte de masse ou taux d'érosion (à droite) par unité de surface en fonction de la durée d'exposition [Fortes-Patella <i>et al.</i> , 2013b]. De gauche à droite sont séparées les périodes d'incubation, d'accélération et stationnaire.	45
II.3	Description des paramètres pour le modèle de Rayleigh-Plesset	46
II.4	Implosion d'une bulle au voisinage d'une paroi [Lindau et Lauterborn, 2003] - $\gamma = 2.6$, $1 \mu s$ entre chaque image - taille des images $1.2 \times 1.1 mm^2$	47
II.5	Visualisation d'ondes de surpression émises loin d'une paroi solide (en haut) et près d'une paroi solide (en bas, $\gamma = 2.8$) - $2 \mu s$ entre deux photographies [Tomita et Shima, 1986].	47
II.6	Provenance des ondes émises lors du collapsus d'une bulle en proche paroi [Lauterborn et Vogel, 2013].	48
II.7	Schéma de principe d'une onde de surpression pouvant amplifier l'implosion d'une bulle proche paroi.	48
II.8	Amplification en fonction du temps de passage à mi-amplitude de l'onde incidente pour différentes bulles et différents p_{g0} - (a) $R_0 = 0.5 mm$, $p_{g0} = 500 Pa$ - (b) $R_0 = 0.1 mm$, $p_{g0} = 500 Pa$ - (a) $R_0 = 0.1 mm$, $p_{g0} = 1000 Pa$	49
II.9	Direction du jet dans l'implosion d'une bulle en proche paroi pour différents cas. (a) cas où l'attraction de Bjerknes est plus grande que la flottabilité - (b) cas où l'attraction de Bjerknes est comparable à la flottabilité - (c) cas où l'attraction de Bjerknes est plus faible que la flottabilité [Zhang <i>et al.</i> , 2009].	50

II.10	Visualisation de l'implosion d'une bulle en proche paroi (à gauche) avec une onde incidente (venant de la droite) d'amplitude 353 fois celle du milieu à différents instants - $c_l = 1647 \text{ m.s}^{-1}$ - (a) $t/(R_0/c_l) = 8.49$, (b) $t/(R_0/c_l) = 8.68$, (c) $t/(R_0/c_l) = 9.05$, (d) $t/(R_0/c_l) = 9.52$ - Visualisation des lignes de densité en haut et du contour de la pression adimensionalisée par $\rho_l c_l^2$ en bas - avec R_0 le rayon initial de la bulle [Johnsen et Colonius, 2009].	50
II.11	Implosions d'une bulle suivant deux scénarii différents [Kapahi <i>et al.</i> , 2015].	51
II.12	Schématisation du nuage de bulles par la méthode de Wang et Brennen [Wang et Brennen, 1994].	52
II.13	Implosion d'un nuage (coupé en deux) de rayon 5 mm de 400 bulles de rayon initial 200 μm soumises à une pression sinusoïdale de $1 \pm 2 \text{ bar}$ à une fréquence de 500 Hz [Chahine <i>et al.</i> , 2014].	52
II.14	Visualisation des déformations asymétriques des bulles lors de l'implosion d'un nuage de bulles.	53
II.15	Disposition des bulles dans le réseau de bulles avant implosion [Krumenacker, 2015].	53
II.16	Évolution d'une onde de surpression dans le fluide (en haut) et de la contrainte transmise au matériau (en bas) [Fortes-Patella, 1994].	55
II.17	Comparaison entre les profils d'empreintes obtenues par simulation numérique et ceux mesurés expérimentalement [Fortes-Patella, 1994].	55
II.18	Exemple d'un résultat de mesure de marquage sur un échantillon par un profilomètre laser [Archer, 1998] - échantillon de $1.2 \times 1.2 \text{ mm}^2$ de surface et dont les indentations sont décrites positivement.	56
II.19	Observation de la surface d'un échantillon d'aluminium pour différents γ [Isselin, 1997].	56
II.20	Courbe caractéristique d'un essai de traction, contrainte (σ) en fonction de la déformation (ϵ), pour les matériaux élastoplastiques métalliques.	57
II.21	Courbe de Wöhler et domaines de résistances à la fatigue [Cazaud, 1969].	58
II.22	Simulation de l'écoulement cavitant autour d'un hydrofoil en utilisant <i>CATUM</i> [Schmidt <i>et al.</i> , 2014].	62
II.23	Implosion d'un nuage de bulles [Thalhamer <i>et al.</i> , 2012].	62
II.24	Application du modèle de [Peters <i>et al.</i> , 2015] sur l'écoulement d'un jet cavitant impactant une surface.	63
II.25	Illustration du scénario en cascade proposé par [Fortes-Patella <i>et al.</i> , 1999a], [Chal-lier <i>et al.</i> , 2000].	65
II.26	Relation entre l'énergie acoustique et le volume du trou pour différents matériaux [Fortes-Patella <i>et al.</i> , 2013a].	66
II.27	Évolution en temps de la distribution de la pression, de l'isocontour à 10% du taux de vide, de la position et de la taille des bulles [Ochiai <i>et al.</i> , 2010].	67
II.28	Distribution en pression et visualisation des bulles dans l'écoulement autour de l'hélice 5530 [Chahine <i>et al.</i> , 2014].	68
III.1	Évolution de f en fonction de ρ pour le modèle $k-\epsilon$ standard et le modèle modifié (avec la correction de Reboud pour $n = 10$).	75

III.2	Projection de la puissance de cavitation sur un foil.	78
III.3	Notations pour le calcul de l'angle solide [Van Oosterom et Strackee, 1983].	78
III.4	Description du profil NACA 65012 (a) et du tunnel de cavitation et conditions aux limites des simulations (b).	79
III.5	Visualisation du maillage moyen.	80
III.6	Visualisation du maillage fin.	80
III.7	Densité de probabilité des valeurs de σ à l'entrée du tunnel obtenue avec le maillage moyen - la valeur moyenne de σ est représentée par la ligne bleue verticale.	82
III.8	Évaluation expérimentale de la taille de la poche de cavitation [Pereira, 1997].	83
III.9	Isosurface à 10% de la moyenne du taux de vide - $C_{ref} = 20 m.s^{-1}$	83
III.10	Diagrammes spatio-temporels de l'évolution du maximum du taux de vide à différentes vitesses - maillage moyen.	84
III.11	Photographies du passage d'une cavité à travers le faisceau laser [Pereira, 1997].	84
III.12	Variation du volume de vapeur dans le domaine de calcul et du nombre de cavitation moyen en entrée du tunnel pour chacun des maillages au cours du temps - $C_{ref} = 15 m.s^{-1}$	85
III.13	Visualisation du taux de vide moyen à 10% pour les deux maillages utilisés - $C_{ref} = 15 m.s^{-1}$	85
III.14	Diagrammes spatio-temporels de l'évolution du maximum du taux de vide pour les deux maillages - $C_{ref} = 15 m.s^{-1}$	86
III.15	Transformée de Fourier Discrète du nombre de cavitation à l'amont pour chacun des maillages - $C_{ref} = 15 m.s^{-1}$	86
III.16	Variation du maximum du taux de vide à 55% de la corde du plan médian pour chacun des maillages au cours du temps - $C_{ref} = 15 m.s^{-1}$	87
III.17	Transformée de Fourier Discrète du maximum du taux de vide à 55% de la corde du plan médian pour chacun des maillages - $C_{ref} = 15 m.s^{-1}$	87
III.18	Influence de la position suivant la corde du profil du capteur - maillage moyen - $C_{ref} = 15 m.s^{-1}$ - $\sigma = 1.44$	88
III.19	Évaluation des fréquences caractéristiques et influence de la position du capteur suivant l'envergure - maillage moyen - $C_{ref} = 15 m.s^{-1}$ - $\sigma = 1.44$	89
III.20	Diagrammes spatio-temporels de l'évolution du maximum du taux de vide pour différents pas de temps avec le maillage moyen - $C_{ref} = 15 m.s^{-1}$	90
III.21	Transformée de Fourier Discrète du nombre de cavitation pour le maillage moyen pour trois pas de temps - $C_{ref} = 15 m.s^{-1}$	91
III.22	Influence de C_{prod} dans le comportement de la poche autour de l'hydrofoil à un point du cycle de lâcher donné - $C_{ref} = 15 m.s^{-1}$ - $C_{dest} = 50$	92
III.23	Visualisation du taux de vide à 10% pour une taille de poche et un σ équivalent à l'expérimental (1.59) - $C_{prod} = 10^4$ - $C_{dest} = 7$ - $C_{ref} = 15 m.s^{-1}$	92
III.24	Fréquence de lâchers en utilisant la DFT du signal de σ en entrée pour le maillage moyen et 2D - Comparaison avec les résultats expérimentaux [Pereira, 1997] - L représente la longueur de la corde et l celle de la poche de cavitation.	93

III.25	Visualisation de $\mathcal{P}_{cav}/V_{cell}$ (défini éq. III.7) au niveau du plan médian à un instant donné - $C_{ref} = 15 \text{ m.s}^{-1}$ - $\Delta t = 4 \mu\text{s}$	95
III.26	Visualisation de $\mathcal{P}_{mat}/\Delta S$ superposée à l'isosurface à 10% du taux de vide à un instant donné - $C_{ref} = 15 \text{ m.s}^{-1}$	95
III.27	$\overline{I_{cav}}$ en fonction de la corde au niveau du plan médian pour $\mathcal{P}_{lim}/\Delta S = 0 \text{ W.m}^{-2}$ - $C_{ref} = 15 \text{ m.s}^{-1}$	96
III.28	Visualisation de $\overline{I_{cav}}$ - $\mathcal{P}_{lim}/\Delta S = 0 \text{ W.m}^{-2}$ - $C_{ref} = 15 \text{ m.s}^{-1}$	97
III.29	Visualisation de $\mathcal{P}_{cav}/V_{cell}$ au niveau du plan médian à un instant donné - $C_{ref} = 15 \text{ m.s}^{-1}$	98
III.30	Visualisation de I_{cav} superposé à l'isosurface à 10% du taux de vide à un instant donné - $C_{ref} = 15 \text{ m.s}^{-1}$	98
III.31	Visualisation de $\overline{I_{cav}}$ pour $\mathcal{P}_{lim}/\Delta S = 0 \text{ W.m}^{-2}$ - $C_{ref} = 15 \text{ m.s}^{-1}$	98
III.32	$\overline{I_{cav}}$ en fonction de la corde au niveau du plan médian pour $\mathcal{P}_{lim}/\Delta S = 0 \text{ W.m}^{-2}$ - $C_{ref} = 15 \text{ m.s}^{-1}$	99
III.33	Intensité de cavitation moyennée en fonction de la corde au niveau du plan médian du maillage moyen pour différents pas de temps - $\mathcal{P}_{lim}/\Delta S = 0 \text{ W.m}^{-2}$ - $C_{ref} = 15 \text{ m.s}^{-1}$	99
III.34	Intensité de cavitation moyennée en fonction de la corde au niveau du plan médian du maillage moyen pour différentes vitesses - $\mathcal{P}_{lim}/\Delta S = 0 \text{ W.m}^{-2}$ - $\Delta t = 4, 3, 2.4$ et $2 \mu\text{s}$ respectivement pour $C_{ref} = 15, 20, 25$ et 30 m.s^{-1} - $\sigma = 1.35$	100
III.35	Maximum de l'intensité de cavitation sur le plan médian de l'hydrofoil en fonction de la vitesse incidente - $l/L = 40\%$	101
III.36	Intensité de cavitation en fonction de la corde au niveau du plan médian de l'hydrofoil du maillage moyen pour différents seuils ($\mathcal{P}_{lim}/\Delta S$) - $C_{ref} = 15 \text{ m.s}^{-1}$	102
III.37	Rendement du collapsus (η^*) en fonction du rapport p_{g0}/p_{∞} pour différents rayons de bulles [Fortes-Patella <i>et al.</i> , 2013a].	103
III.38	Schématisation des zones de mesures sur le NACA 65012 [Couty, 2002].	104
III.39	Imperfections expérimentales entraînant la difficulté d'une comparaison quantitative avec les simulations.	104
III.40	Comparaison de $\overline{I_{cav}}$ ($\mathcal{P}_{lim} = 0 \text{ W}$) et de V_d [Couty, 2002] à différentes vitesses.	105
III.41	Illustration du scénario en cascade proposé par [Fortes-Patella <i>et al.</i> , 1999a], [Challier <i>et al.</i> , 2000].	106
III.42	Comparaison des taux d'endommagement simulés et expérimentaux [Couty, 2002] à différentes vitesses.	107
III.43	Évolution de $(R_{10\%}/d)$ en fonction de $(c_l \delta T / d)$ pour trois matériaux avec des conditions hydrodynamiques diverses [Fortes-Patella et Reboud, 1998] (δT est ici la durée totale de l'onde).	109
III.44	Évolution de $(c_l \delta t / R_0)$ en fonction de (p_{g0}/p_{∞}) pour différents cas : $2 < R_0 < 0.01 \text{ mm}$, $50 < p_{g0} < 1500 \text{ Pa}$, $0.7 < p_{\infty} < 3 \text{ bar}$ et $c_l \sim 1500 \text{ m.s}^{-1}$ [Fortes-Patella <i>et al.</i> , 2013a].	110

III.45	Évaluation quantitative de la profondeur des indentations (pour l'acier) et de la pression reçue en paroi en fonction du temps à 50% de la corde du profil, au niveau du plan médian (une seule maille).	111
III.46	Évaluation quantitative de la profondeur des indentations (pour l'acier) et de la pression reçue en paroi en fonction de γ à 50% de la corde du profil, au niveau du plan médian (une seule maille).	111
III.47	Organigramme de prédiction quantitative de l'érosion de cavitation - encadrées en noir : les données liées au modèle - encadrées bleu : les données liées à la CFD - encadrées gris : les données répétées - encadrées rouge : les données intéressantes. .	112
IV.1	Vue méridienne de la pompe SHF montée sur la boucle EPOCA	116
IV.2	Vue isométrique de la boucle EPOCA	117
IV.3	Description de la roue de la pompe SHF et conditions aux limites des simulations.	118
IV.4	Visualisation du maillage de la pompe SHF.	118
IV.5	Courbes caractéristiques de la pompe pour différents débits.	120
IV.6	Extension minimum et maximum de la poche de cavitation relevé expérimentalement pour un débit de $0.8 Q_n$ et à $NPSH = 14.69 m$ - la ligne continue donne l'extension maximum de la poche et la ligne pointillée son extension minimum. Un quadrillage de $1 \times 1 cm$ a été tracé depuis le bord d'attaque de l'aube.	121
IV.7	Battement de l'isosurface du taux de vide à 10% pour un débit de $0.8 Q_n$ et à $NPSH = 7.91 m$ obtenus numériquement - les points blancs sont sur la ligne médiane de l'aube et espacés de $1 cm$ chacun.	122
IV.8	Chargements d'aubage pour différents $NPSH$ à deux débits d'entrée différents.	122
IV.9	Marquage relevé expérimentalement pour un débit de $0.8 Q_n$ à $NPSH = 14 m$ - un quadrillage de $1 \times 1 cm$ a été tracé depuis le bord d'attaque de l'aube.	123
IV.10	Comparaison de l'allure de la poche relevée expérimentalement ($NPSH = 20.7 m$) et celle simulée ($NPSH = 10.5 m$) à débit nominal (poche stable).	123
IV.11	Comparaison entre le marquage relevé expérimentalement ($NPSH = 21.2 m$) à débit nominal et l'intensité de cavitation à un instant donné avec le même modèle que pour le NACA 65012.	124
IV.12	Choix des cellules (hachurées en bleu) dont la puissance volumique va être projetée sur la surface au niveau du point rouge.	125
IV.13	Réflexion et réfraction des ultrasons à la frontière entre deux milieux.	125
IV.14	Visualisation de l'intensité de cavitation à un instant donné avec prise en compte d'un angle θ dans le choix des cellules émettrices.	126
IV.15	Visualisation de l'intensité de cavitation à un instant donné au niveau de la face visible de l'aube avec prise en compte d'un angle θ dans le choix des cellules émettrices.	127
IV.16	Visualisation de l'intensité de cavitation à un instant donné avec prise en compte d'un angle $\theta = 45^\circ$ et d'une limite en taux de vide $\alpha > 10^{-3}$ dans le choix des cellules émettrices.	127

IV.17	Visualisation de I_{cav} ($NPSH = 6.43 m$) à un instant donné avec prise en compte d'un angle $\theta = 45^\circ$ et d'une limite en taux de vide $\alpha > 10^{-3}$ dans le choix des cellules émettrices - $Q = 0.8 Q_n$	128
IV.18	Superposition de l'allure de la poche expérimentale ($NPSH = 20.7 m$) et simulée ($NPSH = 10.5 m$, isoalpha à 10%) - $Q = Q_n$ (poche stable).	129
IV.19	Superposition de l'allure de la poche expérimentale ($NPSH = 14.69 m$) et simulée ($NPSH = 7.91 m$, isoalpha à 10%) à un instant donné - $Q = 0.8 Q_n$	129
IV.20	Superposition de l'allure du marquage relevé expérimentalement ($NPSH = 21.2 m$) et de I_{cav} ($NPSH = 10.5 m$) à un instant donné - $Q = Q_n$ (poche stable) - $\theta = 45^\circ$ - $\alpha > 10^{-3}$	130
IV.21	Superposition de l'allure du marquage relevé expérimentalement ($NPSH = 14 m$) et de I_{cav} ($NPSH = 6.43 m$) à un instant donné - $Q = 0.8 Q_n$ - $\theta = 45^\circ$ - $\alpha > 10^{-3}$	130
V.1	Les quatre configurations géométriques considérées pour les simulations.	137
V.2	Caractéristiques des maillages utilisés.	140
V.3	Domaine d'étude pour le maillage sphérique.	142
V.4	Positionnement des sondes pour le maillage sphérique.	142
V.5	Profil de pression et iso-surface du taux de vide à 50% (localisée par la flèche noire) à différents instants au niveau du plan médian (x,y) - maillage sphérique, $BUL = 750$	143
V.6	Évolution temporelle du rayon de la bulle - maillage sphérique, $BUL = 750$	144
V.7	Évolution de la pression en différents points - maillage sphérique, $BUL = 750$	144
V.8	Atténuation de l'onde de pression (<i>sonde_1</i> à <i>5</i>) - maillage sphérique, $BUL = 750$	145
V.9	Calcul de la célérité de l'onde (a) et évolution de la pression du maximum de l'onde en fonction de la distance au centre de la bulle (b) - maillage sphérique $BUL = 750$	145
V.10	Temps d'implosion en fonction du maillage - Comparaison au temps d'implosion de Rayleigh-Plesset - maillage sphérique.	146
V.11	Évolution temporelle du rayon de bulle pour différents maillages sphériques.	147
V.12	Aperçu du maillage "complet".	149
V.13	Profil de pression pour certaines sondes pour le maillage "complet".	150
V.14	Aperçu du "maillage 1/8".	151
V.15	Profil de pression pour certaines sondes pour le maillage "1/8".	151
V.16	Effets des directions privilégiées sur l'implosion de la bulle (plan $y = 0$) - visualisation de la pression et de l'iso-surface du taux de vide à 50% - maillage 1/8.	152
V.17	Aperçu du maillage "1/4".	153
V.18	Effets des directions privilégiées sur l'implosion de la bulle - Visualisation de la pression sur le plan $y = 0$ et de l'isosurface à 50% du taux de vide - maillage 1/4.	153
V.19	Configuration pour l'implosion proche paroi.	155
V.20	Évolution du taux de vide à 50% dans le domaine, de la pression sur les plans $z = 0$ et $y = -1050 \mu m$ et du vecteur vitesse sur le plan $z = 0$ (vecteurs vitesses : densité 0.005 et facteur d'échelle 30) durant l'implosion d'une bulle proche paroi - avant la fin du collapsus - maillage 1/4.	156

V.21	Évolution du taux de vide à 50% dans le domaine, de la pression sur les plans $z = 0$ et $y = -1\,050\ \mu m$ et du vecteur vitesse sur le plan $z = 0$ (vecteurs vitesses : densité 0.005 et facteur d'échelle 30) durant l'implosion d'une bulle proche paroi - pendant le rebond - maillage 1/4.	157
V.22	Évolution de la pression au centre de la bulle et au niveau de la paroi pour l'implosion proche paroi - maillage 1/4.	158
V.23	Propagation de l'onde de surpression au niveau de la surface, dans le fluide (reconstruction par symétrie de l'espace complet) - maillage 1/4.	158
V.24	Évolution de l'isosurface à 50% du taux de vide à différents pas de temps - maillage 1/4.	158
V.25	Visualisation de l'implosion de la bulle en proche paroi à un instant donné (reconstruction par symétrie du plan $z = 0$ avec les x positifs et négatifs) - maillage 1/4.	159
V.26	Configuration pour l'implosion de la bulle soumise à une onde incidente.	160
V.27	Propagation de l'onde de pression (pour l'onde incidente de 5 MPa) - maillage 1/4.	162
V.28	Profil de pression au niveau du centre de la bulle et de la paroi (toutes deux fictives) pour différentes amplitudes de génération de l'onde incidente (créée au temps 0) - maillage 1/4.	163
V.29	Profil de pression de différentes sondes sur l'axe y après implosion d'une bulle en milieu infini soumise à une onde incidente de 5 MPa - maillage 1/4.	163
V.30	Zoom du profil en pression de différents capteurs sur l'axe y après implosion d'une bulle en milieu infini soumise à une onde incidente de 5 MPa - maillage 1/4.	164
V.31	Profil en pression au centre de la bulle après implosion d'une bulle en milieu infini soumise à une onde incidente de 5 MPa - maillage 1/4.	165
V.32	Profils de pression au centre de la bulle pour l'implosion d'une bulle soumise à une onde incidente générée à différents instants - maillage 1/4.	166
V.33	Configuration pour l'implosion proche paroi avec une onde incidente.	167
V.34	Évolution de la forme de la bulle après implosion (isosurface à 50% du taux de vide) - maillage 1/4.	168
V.35	Profil de pression au niveau de la paroi ($x = 0, y = -1\,050, z = 0$) - maillage 1/4.	168
V.36	Profil de pression au niveau de la paroi ($x = 0, y = -1\,050, z = 0$) - zoom sur l'onde incidente - maillage 1/4.	169
V.37	Profils de pression au niveau de la paroi pour l'implosion d'une bulle soumise à une onde incidente générée à différents instants et implosant en proche paroi - maillage 1/4.	169
V.38	Profils de pression au niveau de la paroi pour l'implosion d'une bulle proche paroi soumise à une onde incidente de différentes amplitudes.	170
A.1.1	Notation des entités géométriques intervenant dans les schémas (adapté de [Archambeau <i>et al.</i> , 2004]).	197
C.3.1	Variation de la masse volumique en fonction de la pression - loi de Tait	218

C.3.2	Variation de la masse volumique en fonction de la pression - loi barotrope avec $c_{min} = 1 m.s^{-1}$, $\rho_{0l} = 1000 kg.m^{-3}$, $\rho_{0v} = 1 kg.m^{-3}$, $p_{sat} = 2000 Pa$	219
D.1.1	Description des paramètres pour le modèle de Rayleigh-Plesset	221
D.2.2	Évolution temporelle du rayon d'une bulle : comparaison entre l'expérience et le résultat donné par le modèle de Keller-Miksis. [Müller <i>et al.</i> , 2009]	223
E.1.1	Description du profil NACA 65012.	227
E.1.2	Description du tunnel de cavitation et conditions aux limites des simulations.	228
E.1.3	Visualisation du maillage 2D utilisé dans cette étude.	228
E.2.4	Visualisation de la moyenne de l'isosurface à 10% du taux de vide - $C_{ref} = 15 m.s^{-1}$	229
E.2.5	Visualisation de l'isosurface à 10% du taux de vide à un instant donné - $C_{ref} = 15 m.s^{-1}$	229
E.2.6	Diagrammes spatio-temporels de l'évolution du maximum du taux de vide pour le maillage 2D et 3D - $C_{ref} = 25 m.s^{-1}$	229
E.2.7	Transformée de Fourier Discrète (DFT) du nombre de cavitation à l'amont pour les simulations 2D et 3D - $C_{ref} = 25 m.s^{-1}$	230
E.2.8	Fréquence de lâcher en utilisant la DFT du signal de σ en entrée pour les simulations 2D et 3D - Comparaison avec les résultats expérimentaux [Pereira, 1997] - L représente la longueur de la corde et l celle de la poche de cavitation.	230
E.3.9	Comparaison de $\overline{I_{cav}}$ ($\mathcal{P}_{lim} = 0 W$) pour les simulations 2D et 3D et de V_d [Couty, 2002] à différentes vitesses.	231
F.1.1	Visualisation dans tout le domaine fluide de l'isovaleur de $\Omega_{ij}/4\pi$ à 0.1% pour un élément de l'hydrofoil.	233
F.2.2	Visualisation sur le plan médian de plusieurs isovaleurs de $\Omega_{ij}/4\pi$ pour un unique élément de l'hydrofoil.	233
F.2.3	Visualisation sur le plan médian de la répartition de $\Omega_{ij}/4\pi$ pour un unique élément de l'hydrofoil.	234
F.2.4	Visualisation sur le plan médian de plusieurs isovaleurs du maximum de $\Omega_{ij}/4\pi$ pour tous les éléments de l'hydrofoil.	234
F.3.5	Évolution de $\Omega_{ij}/4\pi$ pour un unique élément de l'hydrofoil le long d'une droite perpendiculaire à cet élément.	234
H.0.1	Effet du changement des paramètres du modèle de Merkle sur la chute de $NPSH$ de la pompe SHF.	240

Liste des tableaux

II.1	Expression des termes source de vaporisation/condensation dans plusieurs modèles de cavitation - C_{prod} et C_{dest} sont deux constantes à caler pour chacune des configurations étudiées et correspondent respectivement à la production et à la destruction de la vapeur.	44
II.2	Synthèse des principaux modèles d'intensité de cavitation.	69
III.1	Conditions testées par le LMH-EPFL [Pereira, 1997] et simulées dans cette thèse.	79
III.2	Description des maillages utilisés dans cette étude (le y^+ moyen et le CFL sont calculés en régime non cavitant).	81
III.3	Influence de C_{prod} et de C_{dest} sur les paramètres de l'écoulement cavitant - maillage moyen - $C_{ref} = 15 \text{ m.s}^{-1}$.	91
III.4	Description des cas étudiés pour le maillage moyen.	93
III.5	Valeurs utilisées pour la comparaison quantitative à différentes vitesses entre le V_d expérimental et numérique	106
III.6	Données utilisées restant constantes lors de l'analyse quantitative du modèle.	111
IV.1	Description du maillage utilisé dans cette application.	117
IV.2	Débits de fuite de la pompe SHF transmis par le constructeur à EDF.	119
IV.3	Valeurs des $NPSH$ pour lesquels l'extension de la poche a été relevée expérimentalement pour les deux débits simulés.	121
IV.4	$NPSH$ pour lesquels le marquage sur une aube a été relevé expérimentalement pour les deux débits simulés.	123
V.1	Amplitude du pic de l'onde de pression en fonction de la distance - maillage sphérique $BUL = 750$.	145
V.2	Durée moyenne de chaque itération et temps de calcul pour différents maillages sphériques.	147
V.3	Synthèse des résultats pour une bulle en milieu infini.	154
V.4	Amplitude du pic de pression au niveau du centre de la bulle (fictive) pour différentes ondes incidentes - maillage 1/4.	161
V.5	Influence de l'onde incidente sur le temps d'implosion et sur l'amplitude de l'onde émise au centre de la bulle - maillage 1/4.	165
V.6	Influence de l'onde incidente sur le temps d'implosion et sur l'amplitude de l'onde émise lors de l'implosion de la bulle proche paroi - maillage 1/4.	170
V.7	Influence de l'amplitude de l'onde incidente sur le temps d'implosion et sur l'amplitude de l'onde reçue en paroi lors de l'implosion de la bulle proche paroi.	171
V.8	Position théorique de la bulle créant l'onde incidente par implosion.	172

A.1.1	Constantes du modèle $k-\varepsilon$ [Launder et Spalding, 1974]	200
C.3.1	Paramètres des gaz raides proposés pour l'eau froide	217
E.1.1	Comparaison entre les conditions testées par le LMH-EPFL [Pereira, 1997] et celles simulées pour les maillages 2D et moyen (3D).	228
E.2.2	Fréquence de lâcher en utilisant la DFT du signal de σ en entrée pour les simulations 2D et 3D et les résultats expérimentaux [Pereira, 1997].	230
E.3.3	Comparaison de $\overline{I_{cav}}$ ($\mathcal{P}_{lim} = 0 W$) pour les simulations 2D et 3D à différentes vitesses.	232
H.0.1	Paramètres utilisés pour simuler la chute de $NPSH$ dans la pompe SHF.	239

PARTIE 1

Introduction et état de l'art

Introduction

Sommaire

I.1	Cavitation et érosion	30
I.1.1	La cavitation	30
I.1.2	L'érosion liée à la cavitation	31
I.1.3	Enjeux industriels	32
I.2	Contexte et objectif de la thèse	34
I.2.1	Contexte par rapport aux travaux précédents effectués au LEGI et à EDF .	34
I.2.2	Objectif de la thèse	37
I.2.3	Structure de la thèse	37

I.1 Cavitation et érosion

I.1.1 La cavitation

La cavitation est un phénomène physique résultant du passage d'un fluide de sa phase liquide à sa phase vapeur (vaporisation) non pas par une augmentation de la température à pression quasi-constante (ébullition), mais par diminution de la pression à température quasi-constante (cf. Fig. I.1). Si cette dépression est suffisante, la pression pourra devenir inférieure ou égale à la pression de saturation et de la vapeur va alors se créer.

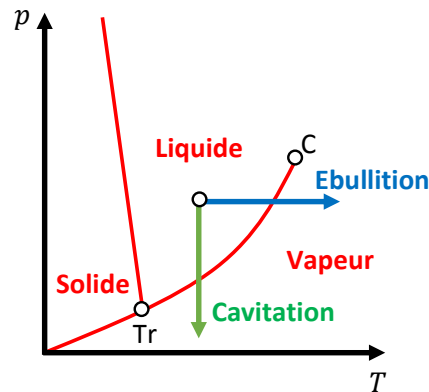


FIGURE I.1 – Diagramme d'état de l'eau dans le plan (Pression (p) - Température (T)). Tr correspond au point triple et C au point critique.

Cette première définition correspond à l'évolution thermodynamique des états de l'eau à l'équilibre. Cependant, on trouve également de l'eau liquide dans un état métastable (sous la pression de saturation). Il est en effet possible d'observer de l'eau liquide à une pression inférieure à la pression de saturation [Kell, 1983]. Dans son expérience en 1850, [Berthelot, 1850] met l'eau sous tension (dans un état métastable) en utilisant la variation de densité du liquide avec la température dans un système à volume constant (une fiole entièrement remplie d'eau) alors que [Reynolds, 1882] met en place une expérience de capillaire tournant où l'eau est détendue par la force centrifuge jusqu'à atteindre un état métastable.

L'atteinte de l'état métastable dépend notamment de la pureté de l'eau. En effet, les gaz dissous et autres impuretés présentes dans l'eau agissent comme des germes pour la cavitation, favorisant ainsi son apparition. Ces impuretés se retrouvent fréquemment dans l'eau utilisée industriellement ayant pour effet de faire quasiment disparaître ce retard à la cavitation.

Une définition plus mécanique de la cavitation est de considérer le phénomène comme la *rupture du milieu continu liquide sous l'effet de contraintes excessives* [Franc et al., 1995]. Cette définition est valable dans le cas d'un fluide au repos, en mouvement ou soumis à des fluctuations acoustiques périodiques.

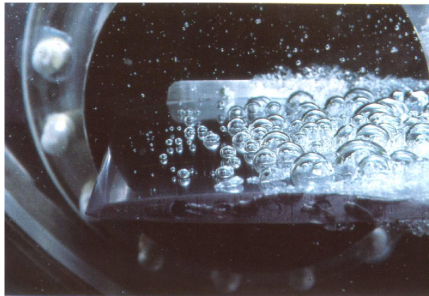
La cavitation peut apparaître dans plusieurs circonstances :

- Les écoulements dans lesquels une sur-vitesse est engendrée par une dépression autour de géométries : profils hydrodynamiques, cols de venturi, vannes, tuyères et pompes.
- Des écoulements engendrant de fortes contraintes de cisaillements, créées par exemple par la pénétration d'un jet liquide à forte vitesse dans un fluide au repos ou encore par des écoulements à fortes rotations (création de vortex).

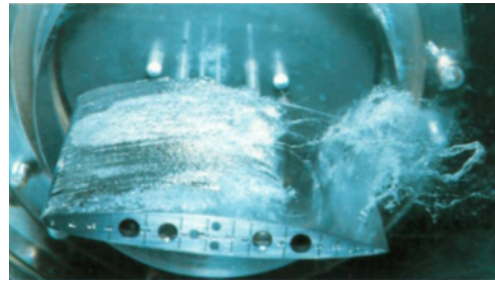
- Des écoulements à champs de pression alternatifs créés par un mouvement oscillatoire.
- Des écoulements à caractère non permanent, lors des transitoires hydrauliques pouvant mener à une dépressurisation rapide : coup de bélier, écoulement en brèche, écoulement pulsé dans les injecteurs de moteur diesel, etc.

Les structures de cavitation peuvent prendre différentes formes suivant le type d'écoulement rencontré : bulles isolées, poches attachées, filaments tourbillonnaires ou vortex cavitants (cf. Fig. I.2).

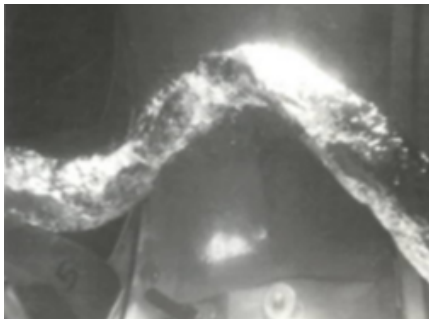
La présence de cavitation peut avoir plusieurs conséquences dont la diminution des performances des machines, par modification du profil de l'écoulement avec l'apparition de la poche de cavitation, la génération de vibration et de bruit, liés au comportement dynamique de la cavitation et aux implosions des structures cavitantes, ou encore l'**érosion** des parois avoisinantes, également liée à ces collapsus. C'est cette érosion créée par cavitation qui va nous intéresser dans cette thèse.



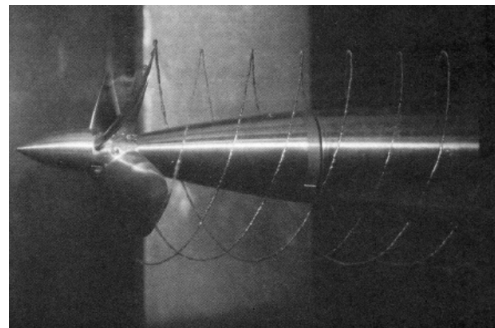
(a) Bulles sur un profil [Franc *et al.*, 1995].



(b) Poche sur un profil et lâcher d'un nuage [Franc *et al.*, 1995].



(c) Torche en sortie d'une roue de turbine Francis [Franc *et al.*, 1995].



(d) Tourbillon d'extrémité d'aile sur une hélice en rotation [Lecoffre, 1994].

FIGURE I.2 – Différents types d'écoulements cavitants (écoulement de gauche à droite).

I.1.2 L'érosion liée à la cavitation

Une bulle de cavitation (ou plus généralement une structure de vapeur), après avoir été formée par dépression, va être transportée dans l'écoulement jusqu'à des zones de plus fortes pressions. Cette bulle va alors imploser sous l'effet de la pression environnante et créer un chargement mécanique sur les parois avoisinantes pouvant aller jusqu'à l'érosion de ces dernières selon la nature du matériau en regard. Cette perte de matière est un mécanisme d'usure que les exploitants de composants hydrauliques souhaiteraient éviter (cf. Fig. I.3).



FIGURE I.3 – Érosion de cavitation sur les aubes d'une turbine Francis [Brennen, 1994].

L'érosion de cavitation est un phénomène multi-physique et multi-échelle. Multi-physique car il fait intervenir la mécanique des fluides, la propagation des ondes, l'interaction fluide-structure et la mécanique du solide. Multi-échelle car l'échelle spatiale du phénomène varie de la dizaine de centimètres (voire du mètre) pour l'écoulement, à l'échelle du composant hydraulique, à la dizaine/centaine de micromètres pour la taille des structures de vapeur pour aller vers des profondeurs de marquage de l'ordre du micromètre. L'échelle en temps du phénomène varie également énormément, de la milliseconde pour l'écoulement à la dizaine de nanosecondes pour les temps de passage de l'onde de surpression en passant par la dizaine de microsecondes caractéristique de l'implosion d'une bulle. La Figure I.4 schématise les différentes échelles spatiales et temporelles de ce phénomène.

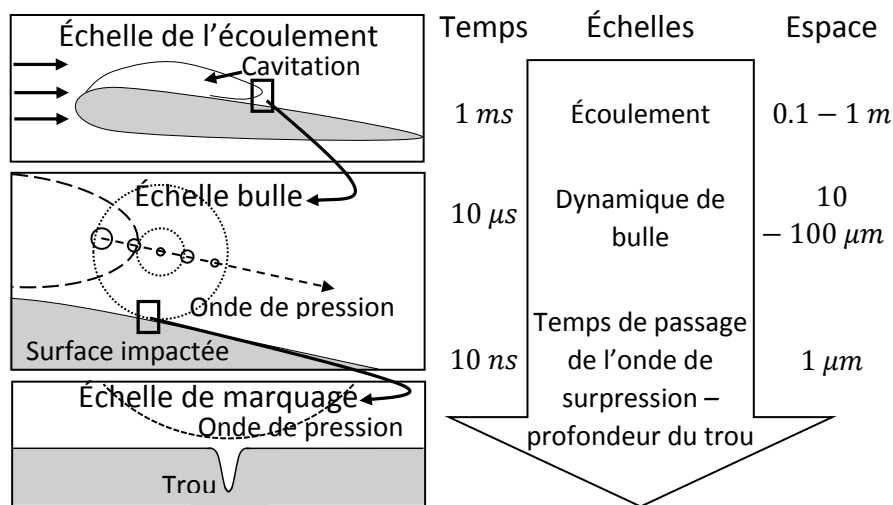


FIGURE I.4 – Échelles en temps et en espace des phénomènes induits par la cavitation.

I.1.3 Enjeux industriels

La taille et la vitesse de rotation des pompes sont fortement dépendantes du niveau de cavitation acceptable. La conception de composants hydrauliques sans cavitation est possible, mais conduit à des matériels de grandes tailles avec de faibles vitesses de rotation. Le dimensionnement d'un composant hydraulique vis à vis de la cavitation résulte d'un compromis technico-économique entre des installations volumineuses ne subissant pas d'usure par érosion de cavitation mais coûtant nécessairement cher, et des conceptions de tailles raisonnables où la cavitation pourra entraîner de l'endommagement et où des remplacements périodiques de certaines pièces mécaniques devront être mis en place.

La chute de performance :

L'impact de la cavitation sur les performances hydrodynamiques (la hauteur d'élévation, la puissance et le rendement) est fonction de la valeur d'un paramètre nommé $NPSH$: marge de pression hydraulique disponible en entrée par rapport à la pression saturante. Plus la valeur du $NPSH$ baisse, plus la cavitation est importante dans le canal inter-aube d'une pompe et plus sa performance diminuera. La performance d'une pompe est caractérisée par la baisse de la hauteur d'élévation de la pompe, H , en fonction du $NPSH$ (cf. Fig. I.5).

$$H = \frac{1}{\rho_l g} \left[p_{out} + \frac{1}{2} \rho_l u_{out}^2 - \left(p_{in} + \frac{1}{2} \rho_l u_{in}^2 \right) \right]$$

$$NPSH = \frac{p_{in} - p_{sat}}{\rho_l g} + \frac{u_{in}^2}{2g}$$

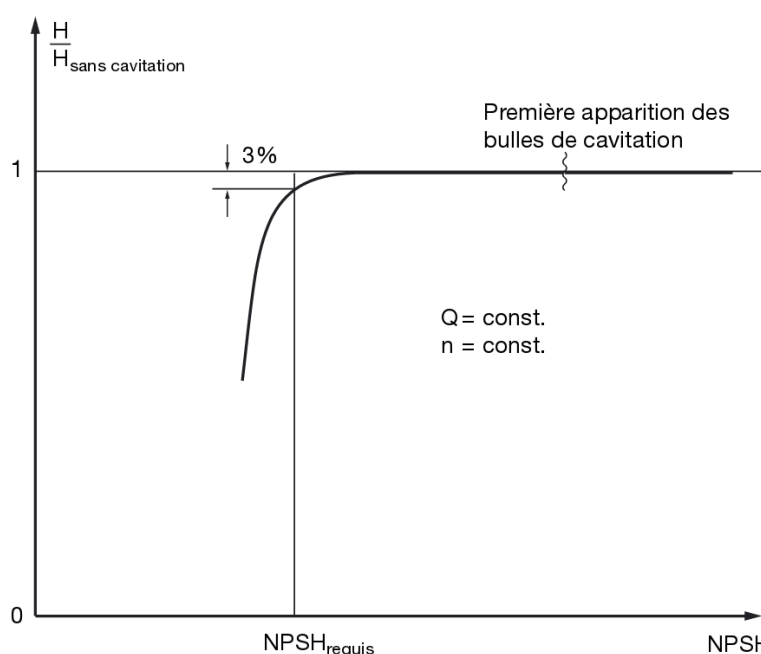


FIGURE I.5 – Courbe théorique de chute de performance [ISO 9906, 2000].

Le $NPSHR3\%$ se définit expérimentalement comme le $NPSH$ disponible pour lequel 3% de perte de hauteur est mesurée. À la conception, on s'assure que le $NPSH$ de fonctionnement soit supérieur au $NPSHR3\%$. Il est donc possible de se prémunir de la chute de performance au stade du projet, ce qui n'est pas le cas pour l'érosion.

L'usure des matériels :

Le $NPSHR3\%$ ne préjuge pas du comportement en érosion de la pompe : en fonction du matériau, une pompe peut s'éroder pour des valeurs de $NPSH$ supérieures au $NPSHR3\%$. Aucune formule de prévision expérimentale de l'érosion, dépendant de la vitesse du fluide et des caractéristiques du matériau, n'est actuellement disponible.

On constate, sur le parc des centrales de production d'électricité existant, qu'un certain nombre de pompes, de turbines ou d'organes hydrauliques passifs (vannes, diaphragmes) subissent des usures

du fait de l'érosion de cavitation, dont le faciès est caractéristique et se distingue de l'abrasion par particules solides et de la corrosion [Archer, 2003] (cf. Fig. I.6).

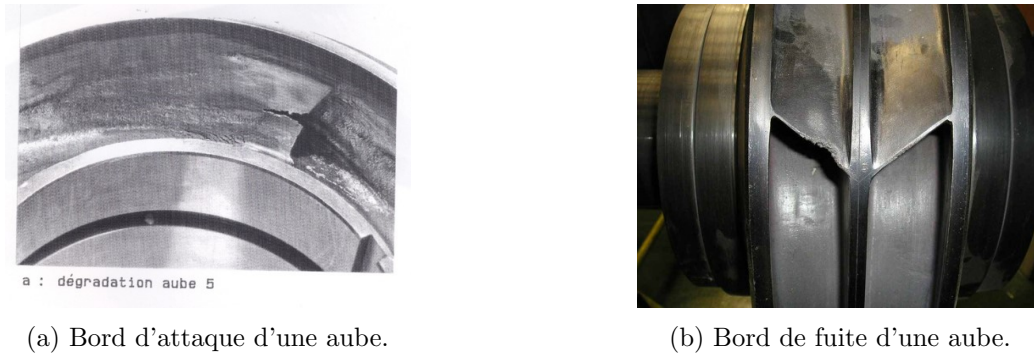


FIGURE I.6 – Exemple d'érosion sur des pompes centrifuges du parc d'EDF [Guilloteau et Cormier, 1994], [Fortes-Patella *et al.*, 1999b].

En plus d'être un enjeu pour les matériels en fonctionnement, la prévision de l'érosion de cavitation reste un enjeu de conception pour les matériels en projet. Pour les architectures a priori retenues pour les réacteurs nucléaires au sodium de 4^{ème} génération, ni le circuit primaire, ni le secondaire ne sont suffisamment pressurisés pour que la cavitation puisse être facilement éliminée. Pour ces types de réacteurs, le choix a été fait d'introduire le circuit primaire directement dans la cuve (on parle de *conception en cuve*). La dimension des groupes moto-pompes primaires a donc une influence directe sur l'encombrement de la cuve et sur le coût de réalisation.

Une meilleure connaissance de ce mécanisme d'usure contribuerait à réduire les risques de mauvaise conception pour les matériels en projet et à améliorer la conduite et la maintenance des organes existants.

I.2 Contexte et objectif de la thèse

Une méthode pour déterminer l'érosion produite par un écoulement cavitant est un objectif de recherche toujours actuel. Cette thèse s'inscrit dans cette démarche.

Avant de présenter l'objectif de la thèse, les travaux issus d'une longue collaboration scientifique entre le Laboratoire des Écoulements Géophysiques Industriels (LEGI) de l'Université de Grenoble Alpes et EDF R&D sont présentés dans le but de comprendre le cadre et la démarche de cette thèse.

I.2.1 Contexte par rapport aux travaux précédents effectués au LEGI et à EDF

Depuis le début des années 1990, une collaboration entre EDF R&D et le LEGI sur le sujet de l'érosion de cavitation existe. Les travaux menés dans le domaine de l'interaction fluide-structure, menant au marquage des matériaux, sont tout d'abord présentés avant de discuter de ceux menés sur les matériaux et sur les études CFD.

Interaction Fluide-Structure :

Dans le milieu des années 50, le matériau est utilisé comme capteur pour quantifier le pouvoir érosif d'un écoulement cavitant [Knapp, 1955]. N'allant pas jusqu'à la perte de masse, le marquage,

correspondant à la déformation plastique du matériau, est alors étudié pour caractériser le chargement tout en permettant des essais de plus courte durée. Des modèles réduits ont également été utilisés pour quantifier à moindre coût l'érosion. Ces modèles ayant une taille et/ou une vitesse de rotation plus petites, des matériaux plus tendres (aluminium, cuivre) ont été utilisés. Un problème de transposition entre les différents matériaux est apparu. Des tests de marquage induits par un écoulement cavitant ont alors été réalisés et [Fortes-Patella, 1994] a mesuré les caractéristiques des différentes indentations permettant de remonter jusqu'aux contraintes subies par le matériau [Fortes-Patella et Reboud, 1998] [Fortes-Patella *et al.*, 2000] via un modèle théorique et numérique mis en place dans la thèse de [Reboud, 1987]. En se basant sur les données de marquage et notamment sur la forme des trous, l'onde de surpression a pu être identifiée comme étant le mécanisme hydraulique qui serait responsable de l'érosion de cavitation.

Une étude paramétrique de cette onde a ensuite permis de déduire plusieurs lois de similitude entre les constantes du matériau, la forme de l'empreinte créée par l'émission de l'onde et les paramètres hydrodynamiques caractéristiques de cette émission (pression, temps de passage à mi-amplitude et distance entre le centre d'émission et la surface) [Fortes-Patella, 1994]. Celle-ci prenait en compte la propagation d'une onde dans un fluide monophasique venant impacter un matériau et fournissant ainsi le chargement en pression. Ces simulations en fluide stagnant ont ensuite été appliquées à un écoulement cavitant afin d'évaluer l'agressivité des écoulements.

En vue de modéliser les phénomènes d'érosion de cavitation, un scénario en cascade allant des structures cavitantes jusqu'à l'enlèvement de matière a été mis en place par Fortes-Patella et al. dans les années 2000 [Fortes-Patella *et al.*, 1999a], [Challier *et al.*, 2000] (cf. Fig. I.7). Dans ce scénario, l'onde de pression, générée par l'implosion des structures cavitantes, est considérée comme moteur de l'érosion de cavitation. Plus de détails sur cette modélisation sont donnés §II.2.3.3.

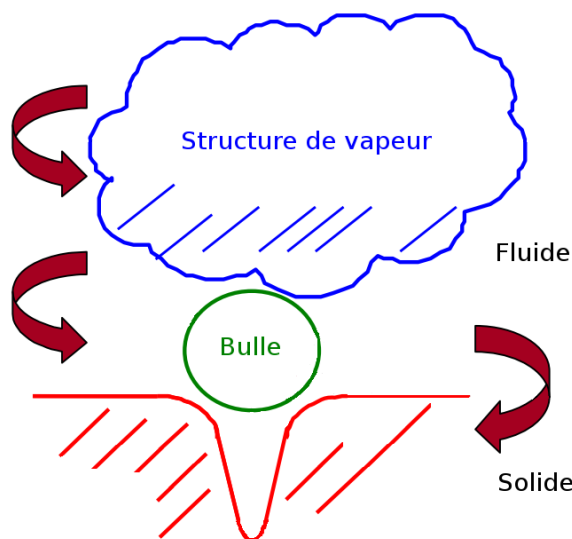


FIGURE I.7 – Illustration du scénario en cascade proposé par Fortes-Patella et al. [Fortes-Patella *et al.*, 1999a, Challier *et al.*, 2000].

En se basant sur l'approche énergétique proposée par Cole [Cole, 1948], on attribue à chaque structure de vapeur une énergie. On peut par exemple citer les travaux de [Fortes-Patella *et al.*, 1999a], [Fortes-Patella *et al.*, 2001], [Fortes-Patella *et al.*, 2004], [Fortes-Patella *et al.*, 2012], [Fortes-

Patella *et al.*, 2013b], [Fortes-Patella *et al.*, 2013a], de [Challier, 2002], de [Flageul *et al.*, 2012], de [Krumenacker, 2015] ou ceux de cette thèse [Leclercq *et al.*, 2016], [Leclercq *et al.*, 2017a], [Leclercq *et al.*, 2017b] reprenant cette même hypothèse.

Une modélisation sous forme d’implosion des structures de vapeur permet à une partie de cette énergie d’être transportée dans le fluide, via une onde de surpression, jusqu’à une surface solide.

[Challier, 2002] poursuit la modélisation de l’implosion d’une bulle de vapeur et étudie l’influence des paramètres initiaux (tels que le rayon initial de la bulle, la teneur en gaz dissous du fluide ou encore la pression ambiante du fluide dans lequel la bulle est située). De plus, une étude plus précise des phénomènes d’érosion de cavitation, à l’échelle locale, a été explorée en considérant l’implosion d’une bulle en proche paroi soumise à une onde (sphérique) pouvant amplifier son implosion. Une relation entre le taux de gaz dissous et le rendement d’implosion est établie dans ces travaux.

[Carrat *et al.*, 2017] tentent quant à eux de quantifier le chargement en pression imposé par le fluide sur le matériau à l’aide de capteurs PVDF (polyfluorure de vinylidène) et comparent les résultats à des simulations numériques.

Matériau :

Côté matériaux, [Choffat, 2007] implémente et teste plusieurs modèles de prévision d’érosion par cavitation afin de mieux comprendre l’arrachement de matière correspondant à l’érosion de cavitation. L’un de ces modèles est basé sur le phénomène d’écrouissage des matériaux et permet la prévision du volume endommagé et de la perte de masse d’un matériau via un essai de marquage dans lequel une mesure de la profondeur et du volume des indentations est effectuée. Un modèle de prévision du volume endommagé et de la perte de masse par un modèle énergétique prenant en compte les phénomènes de fatigue y est également étudié. C’est finalement un modèle d’endommagement par fatigue oligocyclique qui est retenu dans des publications plus récentes [Fortes-Patella *et al.*, 2013b].

Progrès de la CFD :

Différentes études pour la modélisation des écoulements dans une pompe ont été effectuées comme par exemple celles de [Pouffary, 2004] ou encore de [Coutier-Delgosha, 2001] dont le but n’était pas la caractérisation de l’érosion mais celle de la prévision de la performance dans le domaine du spatial. Après un test du modèle homogène barotrope sur le comportement hydrodynamique cavitant d’un écoulement dans un venturi, le comportement stationnaire des écoulements en turbomachine a été modélisé. Les caractéristiques d’une pompe en régime cavitant stationnaire ont alors pu être simulées [Hofmann *et al.*, 2001] [Pouffary *et al.*, 2008] [Ješe *et al.*, 2014].

Post-traitement de l’intensité de cavitation :

Les modèles CFD donnant de bons résultats, [Flageul *et al.*, 2012] puis [Krumenacker, 2015] se sont intéressés à la modélisation du chargement imposé par un écoulement cavitant sur une surface solide (considérée rigide, non déformable). Krumenacker, après avoir mis en place les équations permettant de considérer la tension superficielle ainsi que la présence de gaz incondensable dans le fluide, a simulé le comportement d’un réseau de bulles afin de trouver un phénomène d’amplification des implosions de bulles. Une méthode de chaînage entre les échelles bulles et les échelles de l’écoulement via le post-traitement de calculs U-RANS a été proposée. Dans sa thèse, des simulations 2D d’un

écoulement autour de différents hydrofoils (testés à l'EPFL [Pereira, 1997] et à TUD [Dular *et al.*, 2006]) ont été mises en place et un modèle de prévision de l'intensité de cavitation est expérimenté. Le 2D et 2D-axisymétrique ont néanmoins été privilégiés afin de permettre une résolution rapide des différentes simulations [Krumenacker *et al.*, 2014].

I.2.2 Objectif de la thèse

Cette thèse s'inscrit dans la continuité de ces travaux où seule la partie fluide du phénomène est étudiée. D'une part, l'étude de l'écoulement constitue la première étape chronologique du mécanisme d'usure et est dépendante des géométries très diverses des matériels et des conditions d'écoulement à prendre en compte. D'autre part, la partie matériau semble plus mature : des modèles, certes encore à améliorer, permettent déjà de simuler la déformation plastique due à une onde de surpression [Reboud, 1987] et d'autres de passer de ces déformations plastiques à la perte de masse [Fortes-Patella *et al.*, 2013b].

L'objectif de la thèse est de proposer une méthode de prévision de l'érosion de cavitation par voie numérique à partir de simulations numériques tridimensionnelles, en se concentrant d'abord sur le chargement généré par l'écoulement. Il s'agit de proposer une grandeur **intensité de cavitation** qui soit physiquement la plus proche de ce que l'écoulement cavitant impose comme chargement à la paroi avoisinante et de tester le modèle sur des géométries pour lesquelles des données expérimentales sont disponibles.

Pour cela, les simulations instationnaires et tridimensionnelles d'écoulements cavitants, permettant de se rapprocher le plus possible de la dynamique des structures de vapeur, sont d'abord réalisées à l'aide d'outils développés précédemment. Le but est d'obtenir un écoulement cavitant dont les caractéristiques sont comparables aux données expérimentales et d'en déduire son chargement sur la paroi en regard. Pour ce faire, le logiciel *Code_Saturne*, développé chez EDF et servant, entre autres, à la modélisation d'écoulements cavitants, est utilisé. Une étude à l'échelle bulle est également menée afin de mieux comprendre les phénomènes d'amplifications pouvant entrer en jeu lors de l'implosion d'un nuage de bulles.

I.2.3 Structure de la thèse

La Partie 1 de ce mémoire de thèse se décompose en deux Chapitres (I et II).

Dans le premier, les phénomènes de cavitation et d'érosion sont présentés. Après avoir exposé les enjeux industriels de la prévision de l'érosion de cavitation, une vision globale sur les travaux entrepris lors du partenariat entre EDF et le Laboratoire des Écoulements Géophysiques et Industriels de Grenoble est proposée.

Dans le Chapitre II, un état de l'art, non exhaustif, sur la simulation des écoulements diphasiques est mis en œuvre avec notamment la description des modèles homogènes, des lois de fermetures, des modèles de prévision du comportement de l'implosion d'une bulle et des modèles disponibles dans le cadre de cette thèse. Les différentes périodes de l'érosion de cavitation sont décrites afin de situer le marquage (déformation plastique sans perte de masse) mesuré expérimentalement pendant la période d'incubation. En plus des phénomènes d'interaction fluide-structure et du comportement du matériau, les mécanismes d'implosion d'une bulle en milieu infini et en proche paroi sont examinés.

Ces implosions sont la source de différentes ondes de pression considérées comme responsables de l'érosion de cavitation. Les méthodes expérimentales rencontrées dans la prévision de l'érosion de cavitation sont ensuite développées avant de définir l'intensité de cavitation et ses méthodes de prévisions. Les limites, liées au numérique et à l'expérimental, de la prévision de cette érosion sont ensuite évoquées.

La Partie 2 contient les Chapitres III et IV et traite de la prévision de l'intensité de cavitation, à l'échelle du composant hydraulique, sur un hydrofoil puis sur une pompe.

Dans le Chapitre III, la description de *Code_Saturne* est faite ainsi que celle du modèle de prévision de l'intensité de cavitation. Ce modèle de prévision est basé sur une approche énergétique et propose de calculer la puissance de cavitation dans le fluide et de la projeter sur le matériau en regard via l'utilisation de l'angle solide. Cette intensité ainsi calculée est ensuite comparée à l'endommagement mesuré sur plusieurs échantillons, de différents matériaux, d'un hydrofoil soumis à un écoulement cavitant, expérience menée au sein du LMH-EPFL (Laboratoire des Machines Hydrauliques de l'École Polytechnique Fédérale de Lausanne). Un seuillage de l'intensité de cavitation est proposé et son impact est évalué pour différentes valeurs de seuil. Enfin, concernant cette expérience, une tentative de validation quantitative du modèle est mise en place.

Le modèle est ensuite appliqué à une configuration industrielle dans le Chapitre IV. La pompe centrifuge SHF, pour laquelle des mesures de marquage sur les aubes ont été réalisées à EDF Lab Chatou, est ainsi étudiée. Le choix des cellules émettrices du modèle est alors modifié pour faire face à la complexité des géométries d'aubes par rapport à celle du profil de l'hydrofoil.

Dans le but de mieux comprendre les mécanismes liés à l'érosion de cavitation et d'enrichir le modèle d'intensité de cavitation, des simulations à l'échelle de la bulle sont menées dans la Partie 3, contenant le Chapitre V. Après une description du code homogène et compressible utilisé (le *Prototype Homogène Code_Saturne*), quatre configurations comprenant l'implosion d'une bulle en milieu infini ou en proche paroi, avec ou sans prise en compte d'une onde incidente, sont simulées et comparées aux données de la littérature. Un scénario d'amplification d'impacts issus du collapsus en cascade de bulles est proposé comme mécanisme conduisant à l'érosion de cavitation.

Enfin, la Partie 4 conclut ce travail en synthétisant les apports de cette thèse. L'érosion de cavitation est un phénomène multi-physique et multi-échelle. La nécessité de mettre en place de nouveaux modèles physiques pour mieux modéliser la complexité des phénomènes mis en jeu lors du développement de la cavitation est mis en avant. De nouvelles données expérimentales sont également nécessaires pour valider les modèles de prévision de l'érosion de cavitation proposés. Les travaux de cette thèse ont ouvert des nouvelles pistes d'amélioration qui sont décrites dans cette partie du mémoire.

La Partie 5 présente plusieurs annexes permettant au lecteur d'approfondir certaines notions abordées dans le mémoire, ainsi que les publications faites au cours de la thèse.

État de l'art de la simulation de la cavitation et de la prévision de l'érosion

Sommaire

II.1	État de l'art de la simulation des écoulements diphasiques liquide-gaz	40
II.1.1	Modélisation des écoulements cavitants	41
II.1.1.1	Modélisation des écoulements cavitants via un modèle 2-fluides	41
II.1.1.2	Modélisation des écoulements cavitants via des modèles homogènes	42
II.1.2	Modèles utilisés dans cette thèse	44
II.2	État de l'art de la prévision de l'érosion de cavitation	45
II.2.1	Phénomènes physiques responsables de l'érosion par cavitation	46
II.2.1.1	Mécanisme et simulation d'implosion de bulles de cavitation	46
II.2.1.2	Interaction fluide-structure à l'échelle de la bulle	54
II.2.1.3	Du marquage à l'érosion : réponse à long terme du matériau	57
II.2.2	Approches expérimentales de la prévision de l'érosion	58
II.2.3	Prévision via des simulations numériques	59
II.2.3.1	L'intensité de cavitation en pression	60
II.2.3.2	L'intensité de cavitation en énergie	61
II.2.3.3	Prévision du chargement dans la littérature	61
II.3	Les limites de la prévision de l'érosion via une démarche numérique	69

II.1 État de l'art de la simulation des écoulements diphasiques liquide-gaz

La simulation numérique des écoulements diphasiques liquide-gaz est présente dans de nombreux domaines tels que l'industrie pétrolière, l'industrie automobile, le génie des procédés ou encore le génie nucléaire. Ces simulations permettent notamment une meilleure analyse du comportement transitoire d'un fluide dans des conduites de très grande longueur [Masella *et al.*, 1998], un meilleur dimensionnement des injecteurs Diesel [Dumont, 2004], la simulation des écoulements dans les générateurs de vapeurs [Denèfle, 2013] ou de simuler des situations incidentelles ou accidentelles telles que la perte de réfrigérant primaire [Tarride, 2013] ou l'explosion vapeur [Cronenberg et Benz, 1980].

Il existe plusieurs approches dans la littérature pour décrire un écoulement diphasique [Ishii, 1975]. Plusieurs niveaux de description sont proposés en fonction de la complexité du phénomène à décrire et le choix d'un modèle est principalement lié à un compromis entre la finesse des résultats souhaités et le temps de calcul nécessaire.

Traitement des interfaces

L'une des principales difficultés de ces écoulements réside dans l'existence d'interfaces entre chacun des fluides et donc de discontinuités des grandeurs physiques (masse volumique, pression, viscosité, vitesse, température) à ces interfaces.

Celles-ci peuvent être traitées avec des méthodes de suivies d'interfaces telles que les méthodes *Front-Tracking* [Chern *et al.*, 1986], *Level Set* [Sussman *et al.*, 1994], *Volume of Fluid (VOF)* [Hirt et Nichols, 1981], l'utilisation d'*interfaces diffuses* [Anderson *et al.*, 1998] [Ait-Ali, 2015] ou tout couplage entre ces différentes méthodes [Gueyffier *et al.*, 1999], [Sussman et Puckett, 2000]. Dans cette thèse, aucun suivi d'interface n'est effectué, mais un taux de vide est calculé dans chaque maille du domaine, sans localisation de l'interface.

Échelle d'observation

Le choix du modèle physique dépend de l'échelle d'observation des écoulements. [Bestion, 2012] dresse un *guide des bonnes pratiques* pour la modélisation des écoulements à deux phases. Si l'on souhaite par exemple simuler la dynamique d'une bulle (échelle de l'ordre de $10 \mu m$ à $1 mm$) dans un nuage de bulles (échelle de l'ordre de 1 à $100 mm$), il est alors possible de s'intéresser à la modélisation du mouvement de chaque interface. Au contraire, si cette bulle est présente dans un écoulement industriel (échelle de l'ordre de 0.1 à $1 m$), sa dynamique est influencée par le mouvement global des structures gazeuses et la modélisation n'est donc pas la même. Cela est encore plus pertinent à l'échelle système où la modélisation d'une bulle n'est pas envisageable.

Notons cependant que l'augmentation des performances de calcul rend les frontières entre les échelles système-composant-local mouvantes et on peut espérer, dans l'avenir, une application de la modélisation locale à des échelles spatiales toujours plus grandes.

La turbulence

Les méthodes DNS (Direct Numerical Simulation - Simulation Numérique Directe) permettent la résolution de l'intégralité des échelles de l'écoulement et nécessitent une résolution extrêmement fine du milieu que l'on cherche à simuler. La finesse de la résolution de l'écoulement permet de

s'affranchir de la modélisation de la turbulence. À cause de temps de calcul bien trop important, il est actuellement impossible d'utiliser des méthodes de DNS pour décrire des écoulements sur des configurations industrielles.

Il est donc nécessaire d'utiliser des méthodes de filtrage spatial, type LES (Large Eddy Simulation - Simulation aux Grandes Échelles), ou encore des opérateurs de moyennes temporelles, RANS/U-RANS (Unsteady - Reynolds Average Navier-Stokes), afin de représenter la dynamique de ces écoulements. Chacune de ces méthodes propose une modélisation de la turbulence mais à des échelles différentes. Tant la LES que les modèles RANS utilisent des filtres, la LES résolvant une plus large bande du spectre d'énergie turbulente que les modèles RANS.

De plus en plus d'écoulements industriels sont simulés via des techniques de type LES [Riber, 2007], mais le coût en temps de calcul ainsi que leur capacité à simuler de grands Reynolds ($Re > 10^5$) restent un frein pour certaines utilisations industrielles. La simulation numérique directe, les méthodes LES, ainsi que toutes les méthodes de suivi d'interface ne sont pas développées dans cette thèse.

Actuellement, les méthodes moyennées RANS/U-RANS [Pouffary *et al.*, 2008] ou les solveurs résolvant les équations d'Euler [Schmidt *et al.*, 2014] restent, grâce à leur robustesse, les plus utilisés dans la simulation d'écoulements cavitants autour de géométries complexes et feront l'objet de notre étude.

II.1.1 Modélisation des écoulements cavitants

En mécanique des fluides diphasiques on distingue principalement deux classes de modèles : les modèles bifluïdes (ou 2-fluïdes), où le comportement de chacun des fluides est considéré avec des termes d'échanges aux interfaces et les modèles homogènes où seul le comportement d'un fluide mélange est considéré [Touazi et Hurisse, 2012]. Ces deux approches sont détaillées ci-après.

II.1.1.1 Modélisation des écoulements cavitants via un modèle 2-fluïdes

Dans le cadre des écoulements diphasiques compressibles, le modèle bifluïde bipression [Gallouët *et al.*, 2004] reste l'un des modèles les plus complets. Il est aussi appelé modèle à 7 équations : 2 équations de bilan de masse, 2 équations de bilan de quantité de mouvement, 2 équations de bilan d'énergie totale et 1 équation de transport de taux de vide. Les 7 variables de ce système sont les masses volumiques, les vitesses et les pressions de chaque phase ainsi qu'une fraction volumique (de gaz ou de liquide). Le modèle bifluïde le plus largement répandu possède quant à lui 6 équations (seules les équations de bilan sont prises en compte et une égalité des pressions entre les phases est supposée). Celui-ci est implémenté par EDF dans le code *NEPTUNE_CFD* (en co-développement EDF-CEA-AREVA-IRSN) avec lequel des écoulements cavitants ont pu être simulés en sortie de diaphragme [Mimouni *et al.*, 2008].

La difficulté d'une modélisation bifluïde porte principalement sur la fermeture des échanges de masse, de quantité de mouvement et d'énergie entre les phases. De très nombreuses possibilités de fermeture de ces trois termes d'échange interfacial existent et dépendent de la physique considérée. À l'heure actuelle, des résultats expérimentaux permettant le calage de ces termes sources dans des écoulements cavitants ne sont malheureusement pas disponibles. Naturellement, ces termes de modélisation n'apparaissent pas dans un modèle homogène qui porte directement sur le mélange.

L'objectif industriel étant de minimiser le temps de calcul, une description homogène est choisie dans cette thèse pour décrire la dynamique du fluide. C'est donc ces modèles qui sont décrits dans le paragraphe suivant. Notons que le modèle bifluide peut dégénérer en modèle homogène en supposant l'égalité des pressions, des vitesses et de la température entre les phases.

II.1.1.2 Modélisation des écoulements cavitants via des modèles homogènes

Les modèles homogènes sont basés sur des systèmes au nombre d'équations plus réduit que les systèmes bifluides. Ils possèdent en général 1 équation de bilan de masse du mélange, 1 équation de bilan de la quantité de mouvement du mélange, 1 équation de bilan de l'énergie totale du mélange. L'utilisation des lois d'états permet de déterminer l'ensemble des grandeurs thermodynamiques (p , T , ρ , ε , s) respectivement la pression, la température, la masse volumique, l'énergie interne et l'entropie, à partir de deux d'entre elles. L'expression de ces lois d'état diffère suivant l'état du fluide (vapeur, liquide ou mélange de phases dans notre cas).

Il existe des lois d'état analytiques pour les phases pures (gaz parfait pour la vapeur et loi de Tait pour le liquide par exemple), dont les plus simples ont l'avantage de faciliter les calculs. Les propriétés de l'eau sont également accessibles via des tables et des polynômes d'interpolation existent, rendant les calculs plus longs mais plus précis. Le choix de la loi d'état influe directement sur le résultat. Une description plus détaillée des différentes lois d'états est faite Annexe C.

Plusieurs possibilités de fermetures du modèle existent dans la littérature. L'utilisation de lois d'état spécifiques au mélange mais également celle d'une équation supplémentaire de conservation de la masse d'une des phases sont explicitées.

Description des lois barotropes

Ces modélisations barotropes, servant principalement de raccord entre deux lois d'état pour chacune des phases pures, peuvent être prises en compte de façon simple afin de faciliter son intégration dans un code de calcul.

Par définition, la loi barotrope permet de décrire le comportement en pression du mélange en fonction de la masse volumique de ce dernier ($\rho = f(p)$). Dans la littérature elle peut permettre de relier la loi de Tait pour le liquide à une loi de gaz parfait pour le gaz [Krumenacker, 2015]. La difficulté de cette loi vient du fait qu'un raccord doit être créé entre deux états purs.

Il existe plusieurs lois barotropes, des lois logarithmiques [Schmidt, 1997], des lois de type mélange gaz raides [Goncalves et Fortes-Patella, 2009] ou encore des lois de type sinusoïdale [Delannoy et Kueny, 1990].

Cette dernière loi propose de relier la masse volumique à la pression à l'aide d'une fonction sinusoïdale (cf. Fig. II.1), donnant ainsi accès à une coexistence des deux phases autour de la valeur de la pression de vapeur saturante :

$$\rho = \begin{cases} \frac{\rho_l + \rho_v}{2} + \frac{\rho_l - \rho_v}{2} \sin\left(\frac{p - p_{sat}}{c_{min}^2} \frac{2}{\rho_{0l} - \rho_{0v}}\right) & \text{si } p_{inf} < p < p_{sup} \\ \rho_{0v} & \text{si } p < p_{inf} \\ \rho_{0l} & \text{si } p > p_{sup} \end{cases} .$$

avec c_{min} la vitesse du son minimale dans le mélange, ρ_{0l} et ρ_{0v} les masses volumiques (considérées constantes) dans chacune des phases pures et en posant :

$$p_{inf} = p_{sat} - \frac{\pi}{4} (\rho_{0l} - \rho_{0v}) c_{min}^2 \quad \text{et} \quad p_{sup} = p_{sat} + \frac{\pi}{4} (\rho_{0l} - \rho_{0v}) c_{min}^2$$

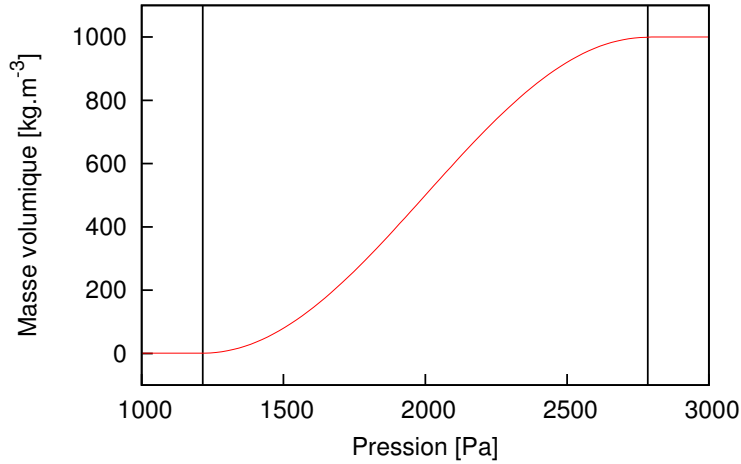


FIGURE II.1 – Variation de la masse volumique en fonction de la pression - loi barotrope avec raccord sinusoïdal - $c_{min} = 1 \text{ m.s}^{-1}$, $\rho_{0l} = 1000 \text{ kg.m}^{-3}$, $\rho_{0v} = 1 \text{ kg.m}^{-3}$, $p_{sat} = 2000 \text{ Pa}$

Modèles avec une équation de conservation de la masse vapeur

On trouve également dans la littérature des modèles dits à transport de taux de vide (TTV). Il s'agit d'un modèle où une équation de bilan de la masse vapeur est ajoutée. Cette équation peut s'écrire :

$$\frac{\partial(\rho_v \alpha)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho_v \alpha u)}{\partial x} = m^+ + m^-$$

avec m^+ et m^- respectivement les termes sources de vaporisation et de condensation.

Plusieurs modélisations, dont la justification physique n'est pas détaillée ici, de ces termes sources existent, dont certaines basées sur une forme réduite de l'équation de Rayleigh-Plesset (cf. Tab. II.1). Une cohérence entre tous ces modèles a été établie par [Frikha, 2010]. Dans cette thèse, le modèle de Merkle est utilisé dans *Code_Saturne* à l'échelle profil.

Auteurs	m^+	m^-
[Kunz <i>et al.</i> , 1999]	$\frac{C_{prod} \rho_v (1-\alpha) \min(0, p-p_{sat})}{0.5 \rho_l^2 C_{ref}^2 t_\infty}$	$\frac{C_{dest} \rho_v (1-\alpha)^2 \alpha}{t_\infty}$
[Li et Merkle, 2006]	$\frac{C_{prod} \rho_l (1-\alpha) \min(0, p-p_{sat})}{0.5 \rho_l C_{ref}^2 t_\infty}$	$\frac{C_{dest} \rho_v \alpha \max(0, p-p_{sat})}{0.5 \rho_l C_{ref}^2 t_\infty}$
[Schnerr et Sauer, 2001]	$\frac{3 C_{prod}}{R_b} \frac{\rho_v \rho_l \alpha (1-\alpha)}{\rho} \sqrt{\frac{2}{3} \frac{\max(0, p_{sat}-p)}{\rho_l}}$	$\frac{3 C_{dest}}{R_b} \frac{\rho_v \rho_l \alpha (1-\alpha)}{\rho} \sqrt{\frac{2}{3} \frac{\max(0, p-p_{sat})}{\rho_l}}$
[Singhal <i>et al.</i> , 2002]	$\frac{C_{prod} C_{ref} \rho_l \rho_v}{\sigma_S} \left[\frac{2}{3} \frac{\max(0, p_{sat}-p)}{\rho_l} \right]^{1/2} (1 - f_v)$	$\frac{C_{dest} C_{ref} \rho_l \rho_v}{\sigma_S} \left[\frac{2}{3} \frac{\max(0, p-p_{sat})}{\rho_l} \right]^{1/2} f_v$
[Zwart <i>et al.</i> , 2004]	$\frac{3 C_{prod} \alpha_{nuc} \rho_v (1-\alpha)}{R_b} \sqrt{\frac{2}{3} \frac{\max(0, p_{sat}-p)}{\rho_l}}$	$\frac{3 C_{dest} \rho_v \alpha}{R_b} \sqrt{\frac{2}{3} \frac{\max(0, p-p_{sat})}{\rho_l}}$

TABLEAU II.1 – Expression des termes source de vaporisation/condensation dans plusieurs modèles de cavitation - C_{prod} et C_{dest} sont deux constantes à caler pour chacune des configurations étudiées et correspondent respectivement à la production et à la destruction de la vapeur.

II.1.2 Modèles utilisés dans cette thèse

Dans le cadre de cette thèse, l'utilisation des outils d'EDF est privilégiée et deux modèles homogènes sont utilisés :

- Le premier est celui implémenté dans *Code_Saturne avec module de cavitation* [Chebli, 2014] où l'équation de bilan d'énergie totale n'est pas prise en compte. Les équations de Navier-Stokes ainsi qu'une équation de conservation de la masse gazeuse (modèle de Merkle [Li et Merkle, 2006]), ajoutée pour décrire le comportement de la vapeur, sont ici résolues. Ce modèle est décrit Annexe A. Il permet l'étude de cas industriels avec un temps de calcul assez court via un terme source de vaporisation. Ce code est utilisé pour la simulation de l'écoulement autour d'un hydrofoil ainsi que dans une pompe centrifuge (cf. Chapitre III).
- Le deuxième modèle dans *Prototype Homogène Code_Saturne* [Hurisse, 2014] contient 6 équations : les 3 équations (bilan de masse, de quantité de mouvement et d'énergie) auxquelles s'ajoutent 3 équations de transport du volume de vapeur, de la fraction massique et de la fraction énergétique. Ce modèle compressible est hyperbolique et est décrit Annexe B. Il permet l'étude de la propagation d'onde dans le fluide avec prise en compte de terme source de relaxation et servira à décrire le comportement d'une bulle de cavitation (sans prise en compte de la tension de surface ni des gaz non condensables). Ce code est utilisé dans la simulation de l'implosion d'une bulle de cavitation sous différentes conditions (cf. Chapitre V).

Notons que d'autres modèles homogènes (non détaillés ici) sont également disponibles au sein du LEGI, on peut citer notamment le code *Fine-Turbo*, dont le modèle cavitant a été implémenté dans le cadre des thèses de [Coutier-Delgosha, 2001] et de [Pouffary, 2004] ou encore du code de calcul *IZ*,

traitant uniquement des écoulements bidimensionnels, développé dans le cadre d'une collaboration avec le CNES [Coutier-Delgosha *et al.*, 2003].

Les modèles utilisés dans ces deux codes disponibles au LEGI sont semblables. Il s'agit d'un modèle à 1 équation de bilan de masse du mélange et 1 équation de bilan de la quantité de mouvement du mélange. Le passage entre la phase gazeuse et la phase liquide est dirigé par une loi barotrope à raccord sinusoïdal proposée par [Delannoy et Kueny, 1990]. Plusieurs géométries ont été simulées (venturi, hydrofoil, pompes etc.) et ont montré la capacité de ces codes à bien simuler le comportement instationnaire de ces types d'écoulements.

II.2 État de l'art de la prévision de l'érosion de cavitation

Le phénomène a été étudié expérimentalement depuis les premières constatations d'érosion sur les pales d'hélice de bateau [Parsons, 1906] afin de mieux comprendre l'origine de cet endommagement. Trois périodes temporelles peuvent être identifiées dans le suivi d'endommagement d'un matériau soumis à un écoulement cavitant (cf. Fig. II.2).

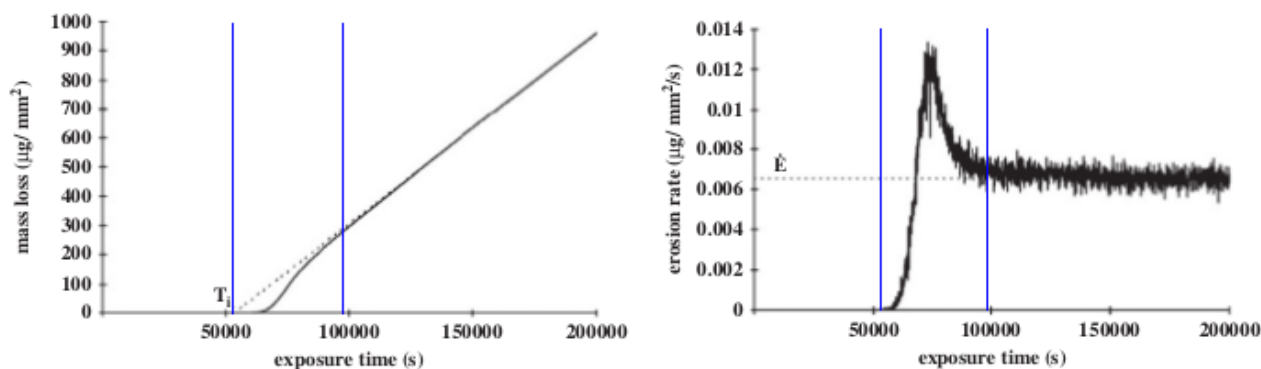


FIGURE II.2 – Perte de masse (à gauche) et vitesse de perte de masse ou taux d'érosion (à droite) par unité de surface en fonction de la durée d'exposition [Fortes-Patella *et al.*, 2013b]. De gauche à droite sont séparées les périodes d'incubation, d'accélération et stationnaire.

- La période d'**incubation** : durant laquelle aucune perte de masse n'est observable sur le matériau. Il s'agit d'une période de marquage (endommagement par déformation plastique sans perte de masse), sous forme d'indentations (trous), où l'énergie s'accumule dans le solide. Industriellement on estime que cette durée, lorsque le chargement est suffisant pour éroder, est courte, de la dizaine à la centaine d'heures.
- La période d'**accélération** : marquant le début de l'érosion, cette période se caractérise par une accélération de la vitesse d'érosion. Cette accélération soudaine est due à la formation et à la propagation des fissures allant jusqu'à l'arrachement de matière. Cette période est également de courte durée.
- La période **stationnaire** : pendant laquelle la vitesse d'érosion (ou vitesse de perte de masse) devient quasi constante au cours du temps. C'est cette vitesse qui est la donnée principale que recherche les industriels et qui serait l'objectif à atteindre pour une méthode de prévision de l'érosion de cavitation.

II.2.1 Phénomènes physiques responsables de l'érosion par cavitation

Dans la phase d'évolution des structures cavitantes, le phénomène de collapsus des volumes de vapeur est souvent très rapide et génère de très grandes contraintes locales au niveau du matériau pouvant aller jusqu'à son érosion. Ces structures de vapeur peuvent être de multiples formes allant du vortex à la bulle en passant par la poche de vapeur. La bulle reste la structure la plus simple à étudier et de multiples études expérimentales ont été menées afin de visualiser son implosion et d'en déduire les mécanismes probables de l'érosion de cavitation [Isselin, 1997], [Tomita et Shima, 1986].

Pour définir les phénomènes responsables de l'érosion par cavitation, le mécanisme d'implosion d'une bulle de cavitation est abordé, l'interaction fluide-structure est ensuite développée et, enfin, une brève description du comportement du matériau est faite.

II.2.1.1 Mécanisme et simulation d'implosion de bulles de cavitation

a) Mécanisme physique d'implosion d'une bulle de cavitation

On peut distinguer plusieurs dynamiques d'implosion d'une bulle dépendant du rapport entre la distance du centre de la bulle à la paroi et son rayon maximum ($\gamma = d/R_{max}$) [Isselin, 1997].

Pour un rapport γ assez grand ($\gamma > 4$), la bulle peut être considérée comme isolée (ou en milieu infini). Lors de son implosion, elle va subir une déformation symétrique et radiale. Les équations de la dynamique de la bulle sphérique ont été formulées avec différents degrés d'approximation. La formulation la plus simple est le modèle de [Rayleigh, 1917] (cf. Annexe D), dans lequel la bulle est supposée être dans un milieu liquide incompressible :

$$\rho R \frac{d^2 R}{dt^2} + \frac{3}{2} \rho \frac{dR^2}{dt} = p_b - p_\infty, \quad (\text{II.1})$$

avec R le rayon de la bulle, p_b la pression à l'intérieur de la bulle et p_∞ celle à l'infinie (cf. Fig. II.3).

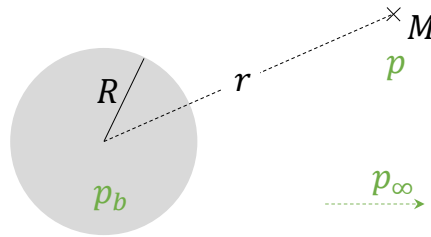


FIGURE II.3 – Description des paramètres pour le modèle de Rayleigh-Plesset

L'équation (II.1) peut être intégrée afin de calculer le temps d'implosion de Rayleigh de la bulle :

$$\tau_R = 0.915 R_{max} \sqrt{\frac{\rho_l}{p_\infty - p_{sat}}},$$

avec R_{max} le rayon maximum de la bulle et en supposant $p_b = p_{sat}$.

Une modélisation plus complète et toujours en symétrie sphérique est obtenue avec l'équation de [Keller et Miksis, 1980] (cf. Annexe D) qui suppose l'incompressibilité du fluide proche de la bulle mais la compressibilité de celui-ci loin de la bulle.

En implosant proche d'une paroi ($\gamma < 4$), les conditions de symétrie ne sont plus respectées et la bulle ne va pas rester sphérique (cf. Fig. II.4). Cette déformation va être à l'origine de la création d'un microjet liquide traversant la bulle de sa surface la plus éloignée à celle la plus proche de la paroi solide. Ce microjet est parfaitement visible pour $\gamma < 2.6$ mais reste plus difficilement observable pour $2.6 < \gamma < 4$ [Isselin, 1997]. Ce microjet va avoir pour conséquence de créer un tore de vapeur (visible sur la première image de la dernière ligne Fig. II.4). On peut également noter l'apparition d'un contre-jet pour $1.1 < \gamma < 2.6$ (3 dernières images de la figure II.4).

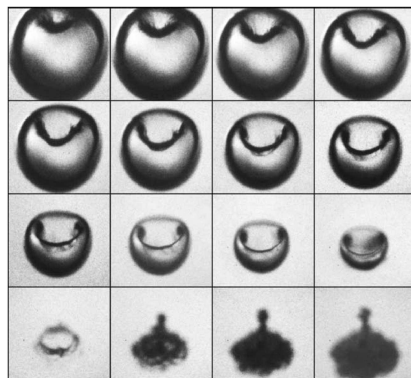


FIGURE II.4 – Implosion d'une bulle au voisinage d'une paroi [Lindau et Lauterborn, 2003] - $\gamma = 2.6$, $1 \mu s$ entre chaque image - taille des images $1.2 \times 1.1 \text{ mm}^2$.

Lors de son implosion, une bulle va également émettre une onde de surpression sphérique pouvant aller impacter un matériau et s'y réfléchir (cf. Fig. II.5).

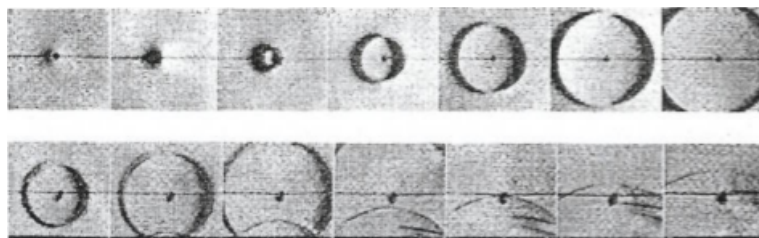


FIGURE II.5 – Visualisation d'ondes de surpression émises loin d'une paroi solide (en haut) et près d'une paroi solide (en bas, $\gamma = 2.8$) - $2 \mu s$ entre deux photographies [Tomita et Shima, 1986].

Tous ces mécanismes (implosion sphérique, création d'un microjet et création d'un tore de vapeur) présentés lors de l'implosion d'une bulle peuvent être rendus responsables de l'érosion de cavitation. Alors que certains comme [Dular et Coutier-Delgosha, 2009] rendent le microjet responsable de l'érosion, [Fortes-Patella *et al.*, 2000] pensent que l'onde de surpression émise lors de l'implosion d'une bulle en est la cause. En effet, l'étude et la mesure de la forme des déformations plastiques recueillies lors de la phase d'incubation sur plusieurs matériaux soumis à différents écoulements ont permis à [Fortes-Patella, 1994] de rendre l'onde de surpression responsable de l'érosion de cavitation. L'érosion venant directement du microjet doit, selon cette modélisation, faire apparaître des bourrelets sur le contour du trou créé (liés à la contrainte tangentielle) et ces bourrelets n'apparaissent pas lors du marquage. Une visualisation simultanée de la déformation d'une bulle et de la déformation plastique du matériau n'a pas encore été réalisée mais pourrait trancher cette question.

La séquence d'évènement : implosion d'une bulle, microjet, onde de pression, est sans doute trop simple. [Lauterborn et Vogel, 2013] ont récemment montré expérimentalement que l'implosion d'une bulle en proche paroi faisait apparaître plusieurs ondes (cf. Fig. II.6) liées à : l'apparition du tore (*torus shock wave*), l'impact du microjet sur l'interface de la bulle (*2nd shock wave*) et une onde sphérique liée à l'implosion de la bulle (*3rd shock wave*).

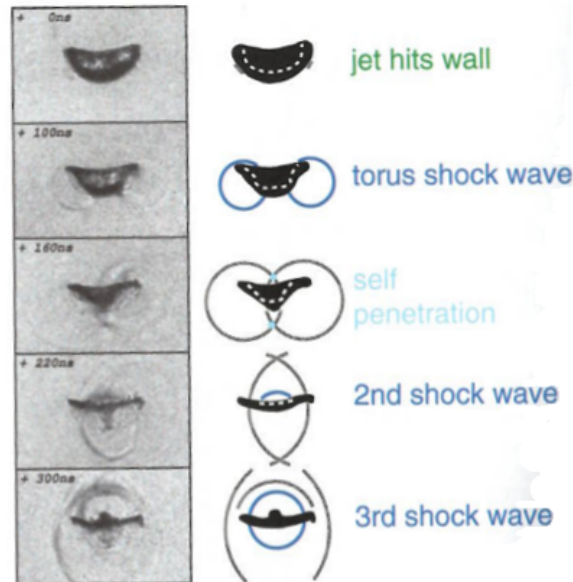


FIGURE II.6 – Provenance des ondes émises lors du collapsus d'une bulle en proche paroi [Lauterborn et Vogel, 2013].

Il est à noter que des phénomènes d'amplifications peuvent entrer en jeu dans l'implosion d'une bulle. Une onde de surpression venant du collapsus d'une bulle peut accélérer l'implosion d'une autre bulle, plus proche de la paroi, et ainsi amplifier l'onde de surpression que va générer son collapsus (cf. Fig. II.7). Ce mécanisme d'interaction onde-bulle est exploré numériquement dans la Partie 3.

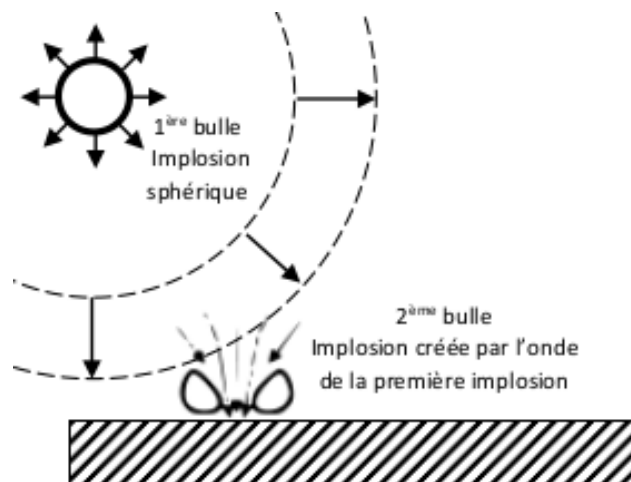


FIGURE II.7 – Schéma de principe d'une onde de surpression pouvant amplifier l'implosion d'une bulle proche paroi.

Le comportement de l'implosion d'une bulle ou d'un nuage de bulles, notamment dans le cadre de l'érosion de cavitation, a été simulé par différents auteurs.

b) Simulation à l'échelle d'une bulle

Au niveau de la simulation d'une bulle, plusieurs modélisations sont utilisées telles que l'utilisation d'un potentiel de vitesse, la considération d'une implosion sphérique d'une bulle ou encore des algorithmes permettant des déformations non sphériques.

Outre des modèles analytiques d'implosion sphérique d'une bulle tels que ceux de [Rayleigh, 1917], de [Keller et Miksis, 1980] (cf. Annexe D) ou encore de [Fujikawa et Akamatsu, 1980], des simulations avec une description plus ou moins fine du comportement ont été étudiées par plusieurs auteurs. Un état de l'art non exhaustif sur la simulation du collapsus d'une bulle ou d'un nuage de bulles est fait ci-après, en lien avec l'érosion de cavitation.

Implosion d'une bulle

[Fujikawa et Akamatsu, 1980]

Analytiquement, le modèle de Fujikawa-Akamatsu reste le plus complet. Ce modèle permet la description de l'implosion sphérique d'une bulle de vapeur avec prise en compte des gaz non condensables, des effets de compressibilité du liquide, de condensation de la vapeur, de conduction thermique, de la tension superficielle, de la viscosité et de discontinuité de température à l'interface.

[Challier *et al.*, 2000] :

La modélisation analytique d'une déformation sphérique de la bulle soumise (ou non) à un saut de pression (sphérique) avant son collapsus est mise en place. Le fluide est considéré infini et compressible. La bulle a une pression interne uniforme, contient du gaz incondensable et de la vapeur et la tension de surface est prise en compte. Les transferts de chaleur sont négligés dans ce modèle. Finalement le comportement de la bulle est décrit avec l'équation de [Keller et Miksis, 1980] et la formule de [Fujikawa et Akamatsu, 1980] est utilisée pour décrire la pression au sein du fluide environnant. En appliquant un saut de pression à cette bulle, une amplification de l'implosion est constatée (cf. Fig. II.8).

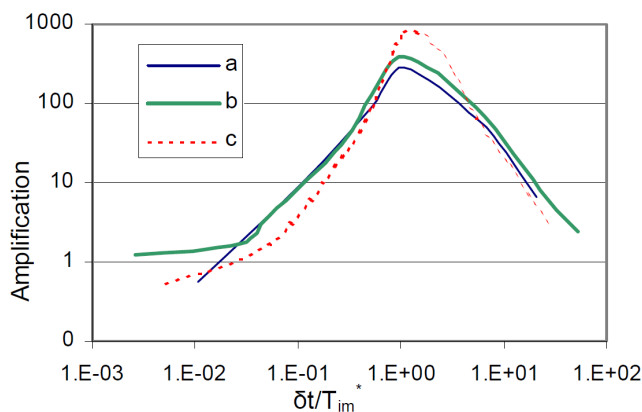


FIGURE II.8 – Amplification en fonction du temps de passage à mi-amplitude de l'onde incidente pour différentes bulles et différents p_{g0} - (a) $R_0 = 0.5 \text{ mm}$, $p_{g0} = 500 \text{ Pa}$ - (b) $R_0 = 0.1 \text{ mm}$, $p_{g0} = 500 \text{ Pa}$ - (c) $R_0 = 0.1 \text{ mm}$, $p_{g0} = 1000 \text{ Pa}$.

Une condition aux limites en pression, basée sur des résultats obtenus concernant la forme et la durée de l'onde émise (amplitude, forme, durée), a été imposée pour le collapsus d'une autre bulle sphérique. Dans ces simulations, un temps T_{im}^* proche du temps de Rayleigh est posé :

$$T_{im}^* = R_0^* \sqrt{\frac{\rho_\infty}{p_{max} - p_{sat}}},$$

avec R_0^* le rayon initial d'une autre bulle dont l'implosion émettrait une onde de pression, d'amplitude p_{max} , avec un temps de passage à mi-amplitude de δt , venant impacter la bulle considérée.

[Zhang *et al.*, 2009] :

Dans ce modèle, la pression dans la bulle d'air est considérée comme dépendante de son volume et de la pression des gaz incondensables. Le fluide est considéré comme non visqueux, irrotationnel et incompressible, la tension de surface et les ondes à l'intérieur de la bulle sont négligées. C'est donc un modèle de type Rayleigh-Plesset, avec prise en compte de la gravité, qui est implémenté ici avec l'utilisation d'un potentiel de vitesse. La gravité est prise en compte afin de comparer les effets de la flottabilité à ceux du microjet (lié à l'attraction de Bjerknes dans l'article) dans l'implosion d'une bulle en proche paroi soumise à une pression ambiante importante (cf. Fig. II.9).

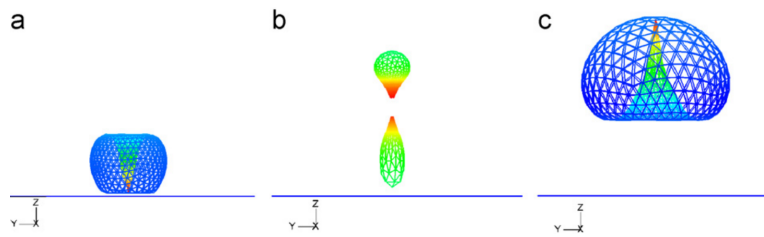


FIGURE II.9 – Direction du jet dans l'implosion d'une bulle en proche paroi pour différents cas. (a) cas où l'attraction de Bjerknes est plus grande que la flottabilité - (b) cas où l'attraction de Bjerknes est comparable à la flottabilité - (c) cas où l'attraction de Bjerknes est plus faible que la flottabilité [Zhang *et al.*, 2009].

[Johnsen et Colonius, 2009] :

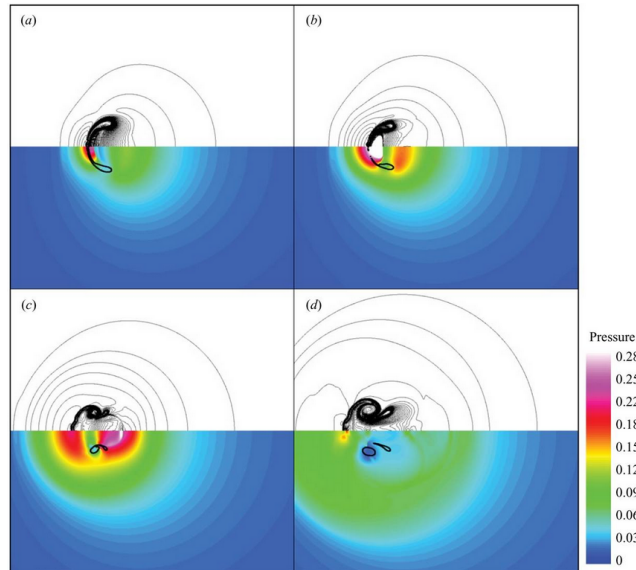
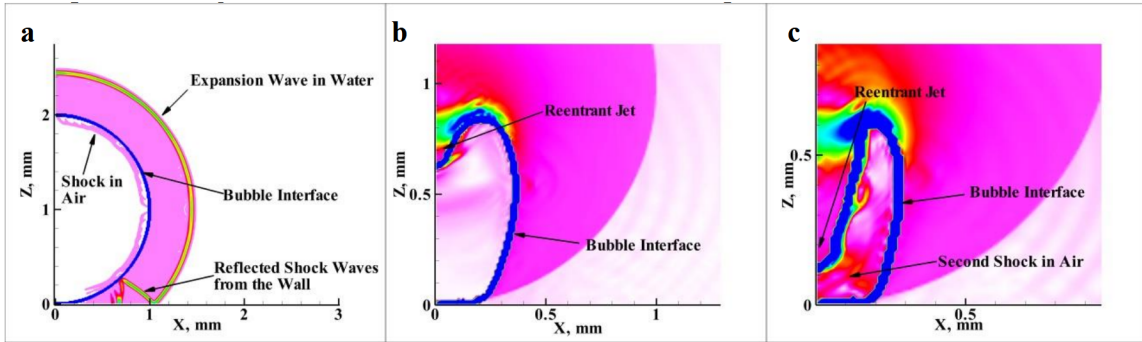


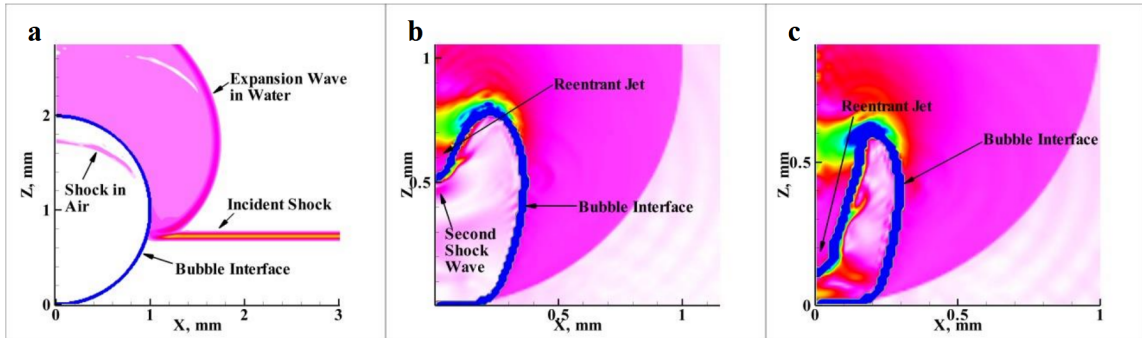
FIGURE II.10 – Visualisation de l'implosion d'une bulle en proche paroi (à gauche) avec une onde incidente (venant de la droite) d'amplitude 353 fois celle du milieu à différents instants - $c_l = 1647 \text{ m.s}^{-1}$ - (a) $t/(R_0/c_l) = 8.49$, (b) $t/(R_0/c_l) = 8.68$, (c) $t/(R_0/c_l) = 9.05$, (d) $t/(R_0/c_l) = 9.52$ - Visualisation des lignes de densité en haut et du contour de la pression adimensionnée par $\rho_l c_l^2$ en bas - avec R_0 le rayon initial de la bulle [Johnsen et Colonius, 2009].

L'implosion d'une bulle d'air, initialement à une pression inférieure à la pression du milieu, en proche paroi, soumise à une onde de surpression incidente est simulée. Les fluides sont modélisés avec les équations d'Euler compressible (bilans de masse, quantité de mouvement et d'énergie où la viscosité est négligée) avec suivi d'interface, sans prise en compte de la tension de surface et sans changement de phase. Plusieurs simulations sont menées en faisant varier $\gamma = d/R_0$ (avec d la distance entre le centre de la bulle et la paroi et R_0 le rayon initial de la bulle) et la pression de l'onde incidente. Le microjet est retrouvé et sa vitesse ainsi que la pression qu'induit le contact entre ce dernier et l'interface de la bulle la plus proche du mur sont étudiées (cf. Fig. II.10).

[Kapahi *et al.*, 2015] :



(a) Évolution de l'interface de la bulle, de rayon initial 1 mm et de pression interne initiale $p_{g0} = 0.1 \text{ MPa}$ proche paroi soumise à une pression environnante initiale de $p_{drive} = 10 \text{ MPa}$ à différents instants. (a) $t = 0.28 \mu s$, (b) $t = 10 \mu s$, (c) $t = 10.51 \mu s$.



(b) Évolution de l'interface de la bulle, de rayon initial 1 mm et de pression interne initiale $p_{g0} = 0.1 \text{ MPa}$ proche paroi soumise à une onde de pression d'amplitude initiale $p_{drive} = 10 \text{ MPa}$ à différents instants (*aucune information n'est disponible sur p_{amb}*). (a) $t = 1.1 \mu s$, (b) $t = 11.96 \mu s$, (c) $t = 12.41 \mu s$.

FIGURE II.11 – Implosions d'une bulle suivant deux scénarii différents [Kapahi *et al.*, 2015].

L'effet d'une onde de pression arrivant sur une bulle d'air est décrit dans ces travaux. Les bilans de masse, quantité de mouvement et d'énergie, sans prise en compte de la viscosité, de la tension de surface ou de la modélisation de la turbulence (Euler) sont résolus. 100 cellules sont utilisées dans un rayon initial de bulle. Deux configurations sont étudiées et comparées à la modélisation de Rayleigh-Plesset. Dans la première, la bulle, de pression interne p_{g0} , est initialement dans un milieu liquide à pression p_{drive} . Dans la seconde, la bulle est initialement dans un milieu liquide à pression p_{amb} et une onde plane incidente très fine d'amplitude p_{drive} vient impacter la bulle avant son collapsus (cf. Fig. II.11).

Il apparaît alors que le collapsus de la bulle sans onde incidente, dans un milieu à une pression p_{drive} impose plus rapidement et avec une amplitude plus grande que celle impactée par une onde, de faible temps à mi-amplitude, à la même pression p_{drive} .

Considération d'un nuage de bulles

[Wang et Brennen, 1994] :

Dans ce modèle, le rayon de chacune des bulles est caractérisé par leurs distances par rapport au centre du nuage (cf. Fig. II.12). Il est ainsi possible de déterminer l'évolution temporelle du nuage ainsi que les ondes de surpression émises. La tension de surface et la viscosité aux interfaces sont considérées dans cette description à symétrie sphérique où une paroi ne peut donc pas être simplement considérée. L'amplification du collapsus de ce nuage de bulles par rapport à une bulle seule est ainsi numériquement prouvée.

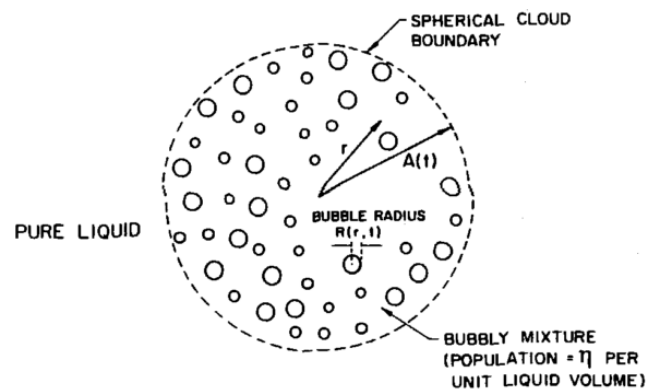


FIGURE II.12 – Schématisation du nuage de bulles par la méthode de Wang et Brennen [Wang et Brennen, 1994].

[Chahine *et al.*, 2014] :

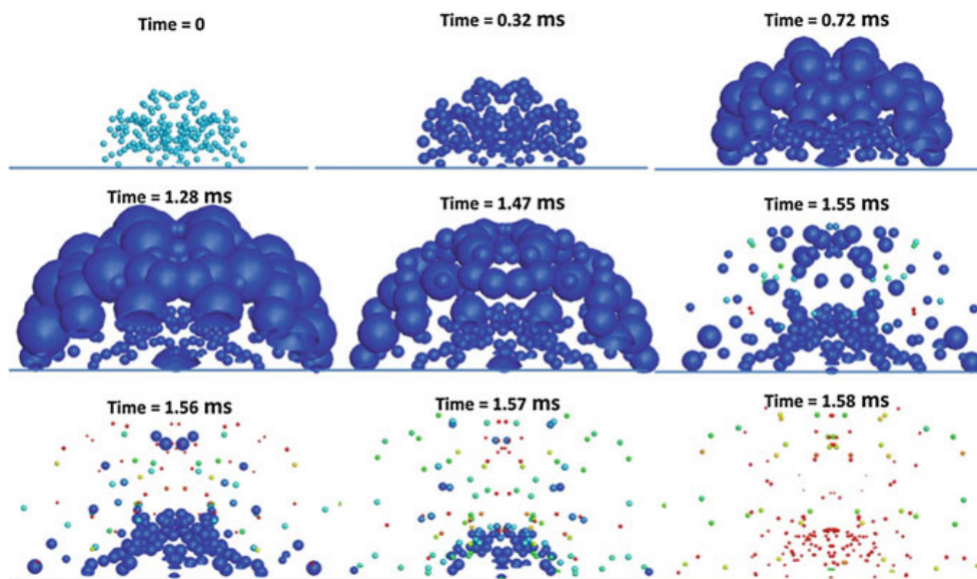


FIGURE II.13 – Implosion d'un nuage (coupé en deux) de rayon 5 mm de 400 bulles de rayon initial $200 \mu m$ soumises à une pression sinusoïdale de $1 \pm 2 bar$ à une fréquence de $500 Hz$ [Chahine *et al.*, 2014].

Une déformation sphérique des bulles est supposée dans ce modèle avec l'utilisation d'une équation de type Keller-Miksis pour caractériser le comportement de chacune des bulles de vapeur en incluant la pression issue de la prise en compte des gaz incondensables. Un potentiel de vitesse est utilisé (écoulement supposé irrotationnel) et la viscosité du fluide est négligée. Des bulles de même rayon initial et contenant la même pression de gaz incondensable sont disposées de façon aléatoire dans un domaine sphérique représentant le nuage de bulles où une pression sinusoïdale est imposée (cf. Fig. II.13).

[Rossinelli *et al.*, 2013] :

Cette simulation a été réalisée en utilisant un super ordinateur de 11 PFLOPs. Les bilans de masse, quantité de mouvement et d'énergie sont résolus en compressible sans aucun terme source (pas de viscosité, de transferts de masse ou d'énergie aux interfaces ou de tension de surface) avec deux équations de transport caractérisant le *ratio de chaleur spécifique* et la *pression de correction du mélange* (cf. Fig. II.14). L'implosion d'un nuage de bulles de vapeur est ainsi finement résolue et aucune interprétation physique n'est donnée, le but de l'article étant purement numérique.

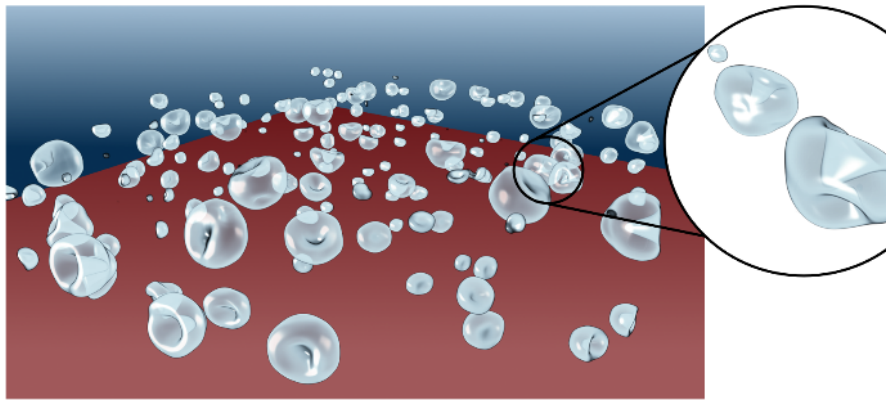


FIGURE II.14 – Visualisation des déformations asymétriques des bulles lors de l'implosion d'un nuage de bulles.

[Krumenacker, 2015] :

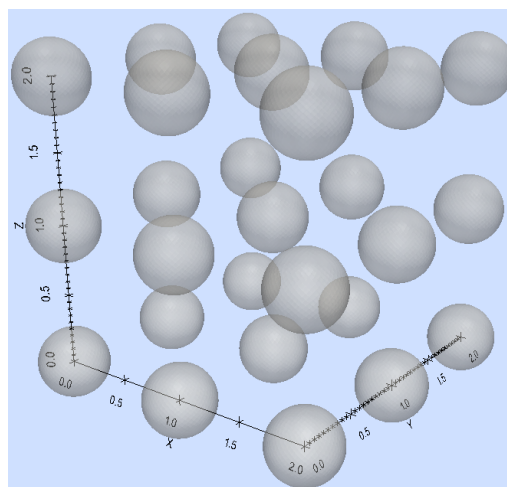


FIGURE II.15 – Disposition des bulles dans le réseau de bulles avant implosion [Krumenacker, 2015].

Un potentiel de vitesse (écoulement considéré irrotationnel) est également utilisé dans ce modèle pour décrire l'implosion d'un nuage de bulles. Le liquide est ici considéré comme compressible et est la seule phase résolue, la phase gazeuse étant modélisée par des lois d'états. La pression dans la bulle de cavitation est considérée comme dépendante de son volume, de la pression des gaz incondensable et de la tension de surface. Les ondes à l'intérieur de la bulle, la diffusion thermique, la viscosité et les transferts de masse et d'énergie sont négligés. Cette modélisation est ensuite utilisée pour simuler l'implosion, toujours de manière simultanée, d'une bulle en milieu infini, proche d'une paroi ou proche d'une autre bulle mais également l'implosion d'un réseau 3x3x3 de bulles identiques (cf. Fig. II.15) afin d'obtenir une évaluation de la pression induite en paroi.

Bilan :

On peut remarquer que la majeure partie des études d'implosion de bulles proches paroi ou de nuages de bulles est faite sans considération de changement de phase. Il s'agit donc d'implosion de bulles d'air et non de bulles de cavitation. De plus, l'interaction onde/bulle est peu étudiée dans le cas d'application en cavitation avec changement de phase. Un certain nombre de travaux dans le domaine ont mis en évidence un phénomène d'amplification des ondes émises lors du collapsus de bulles en cascade, mais des études quantitatives validées restent à mener.

II.2.1.2 Interaction fluide-structure à l'échelle de la bulle

Les ondes émises par l'implosion des structures de vapeur vont ensuite impacter le matériau en regard. [Paquette *et al.*, 2015] s'intéressent à l'interaction fluide-structure et modélisent l'implosion d'une bulle d'air soumise à une onde de pression à proximité d'une surface solide. Un couplage entre un code de simulation fluide et un code matériau (*CAST3M*) est mis en place dans le but de visualiser les contraintes et déformations imposées au matériau par l'onde de surpression générée par le collapsus de la bulle.

Un stage interne, chez EDF, a permis à [Husseini et Archer, 2015] de modéliser l'implosion d'une bulle seule en déséquilibre à l'aide d'un code de dynamique rapide (*Europlexus*) et d'évaluer les déformations subies par le matériau. Dans ce stage, où un matériau avec une faible limite élastique a été utilisé pour visualiser la déformation, le microjet n'a aucun effet sur la surface alors que l'onde de surpression (arrivant après le microjet) vient la déformer.

[Pineda Rondon, 2017] simule l'implosion d'une bulle en proche paroi à l'aide d'une méthode SPH-ALE. Le liquide est considéré comme compressible et la distribution des particules est corrigée par la méthode ALE. La tension de surface et la pression des gaz non condensable ne sont pas prises en compte dans cette méthode. La mécanique du solide est analysée afin de prédire l'endommagement. Dans ces simulations, la distance initiale $\gamma < 2$ est définie comme étant à haut potentiel érosif.

[Fortes-Patella, 1994] étudie numériquement l'interaction fluide-structure entre la contrainte générée par une onde de surpression se propageant dans un liquide (description monofluide en Euler compressible) et la déformation d'un solide, via un code solide éléments finis implémenté par [Reboud, 1987] en utilisant une loi de comportement élasto-plastique proposée par [Guélin, 1980] (cf. Fig. II.17). Un profil d'indentation caractéristique (et axisymétrique par hypothèse) a pu être obtenu numériquement puis comparé à des empreintes mesurées expérimentalement (cf. Fig. II.16).

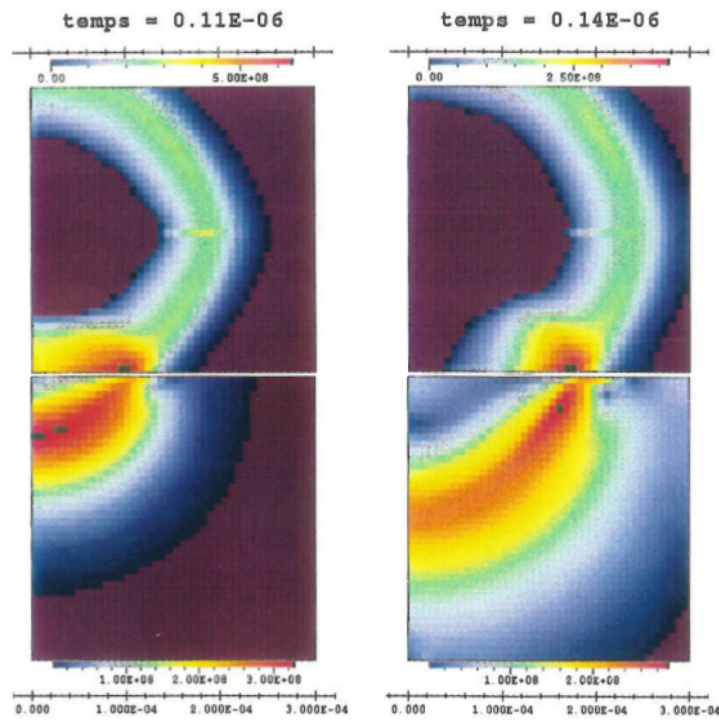


FIGURE II.16 – Évolution d'une onde de surpression dans le fluide (en haut) et de la contrainte transmise au matériau (en bas) [Fortes-Patella, 1994].

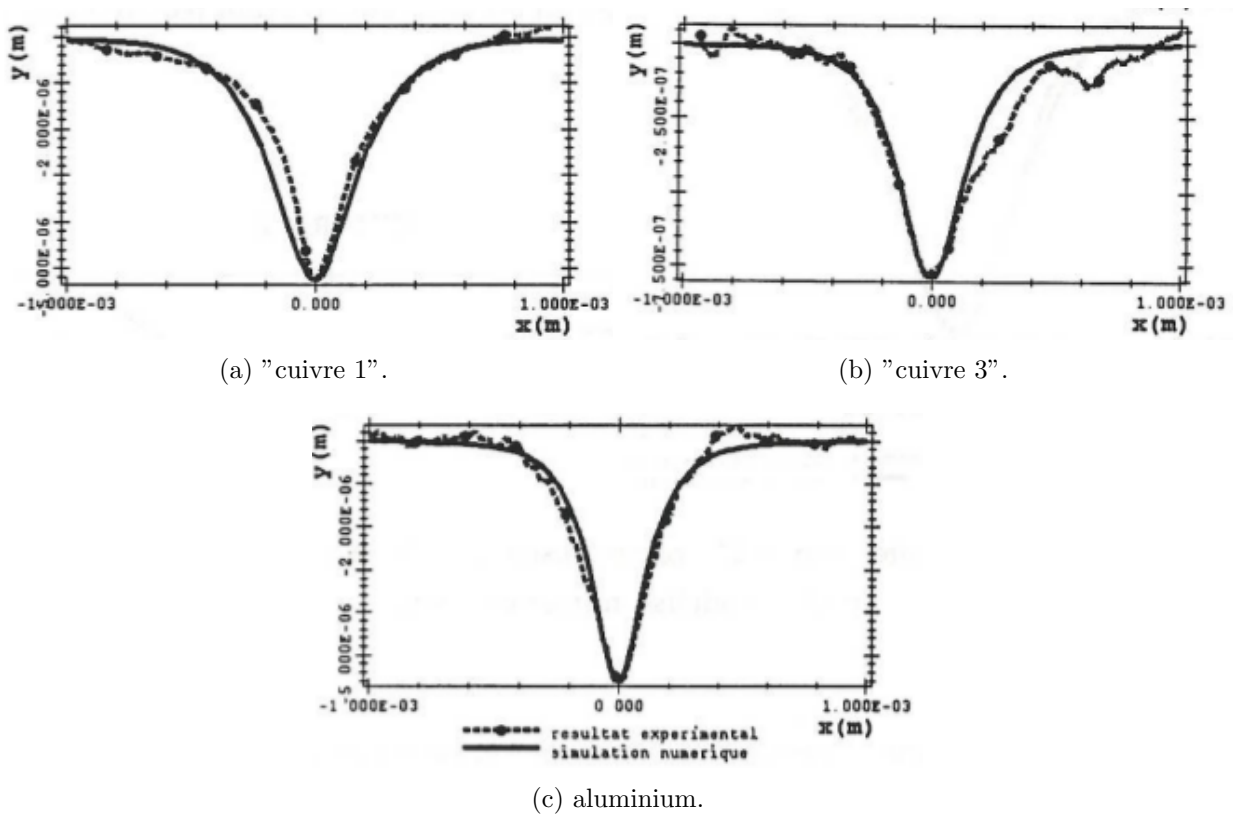


FIGURE II.17 – Comparaison entre les profils d'empreintes obtenues par simulation numérique et ceux mesurés expérimentalement [Fortes-Patella, 1994].

Le marquage de la figure II.18 a été obtenu par un écoulement cavitant dans une géométrie de venturi. D'autres mesures avec un profilomètre laser ont permis d'isoler certaines indentations dans le but de les comparer aux résultats numériques [Fortes-Patella *et al.*, 2000].

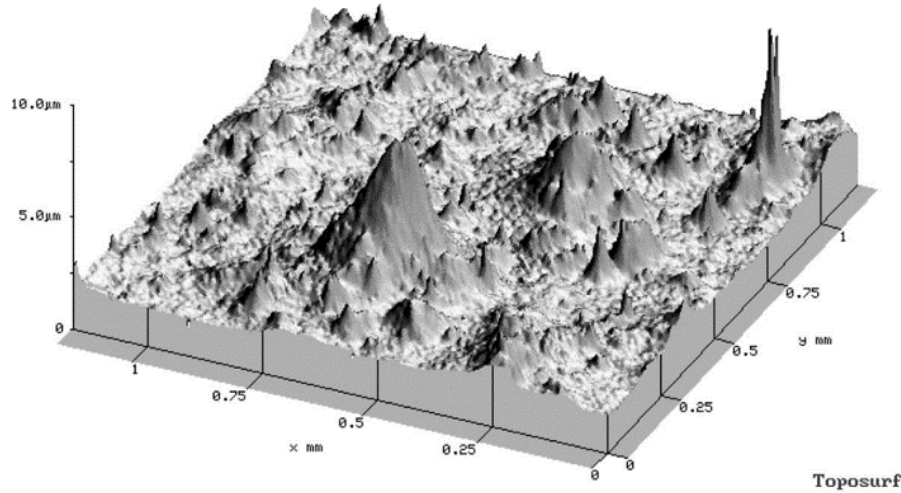


FIGURE II.18 – Exemple d'un résultat de mesure de marquage sur un échantillon par un profilomètre laser [Archer, 1998] - échantillon de $1.2 \times 1.2 \text{ mm}^2$ de surface et dont les indentations sont décrites positivement.

[Isselin, 1997], compare quant à lui expérimentalement l'influence de γ dans l'implosion d'une bulle seule générée par laser en proche paroi dans une cuve d'eau stagnante. Il met également en place l'implosion successive de 600 bulles formées par tirs laser à deux γ différents ($\gamma = 1.1$ et $\gamma = 1.4$, cf. Fig. II.19). On peut remarquer sur la figure II.19a qu'avec un γ assez petit, le marquage est localisé alors que sur la figure II.19b, le marquage est réparti sur un cercle. Cette dernière figure montre plusieurs indentations pouvant être générées par le collapsus d'un tore de vapeur issu de l'implosion non symétrique d'une bulle proche à une paroi solide. Le tore est formé de plusieurs bulles disposées autour d'un cercle et dont chacune d'entre-elles va pouvoir endommager le matériau, même si certains impacts restent localisés dans la zone centrale.

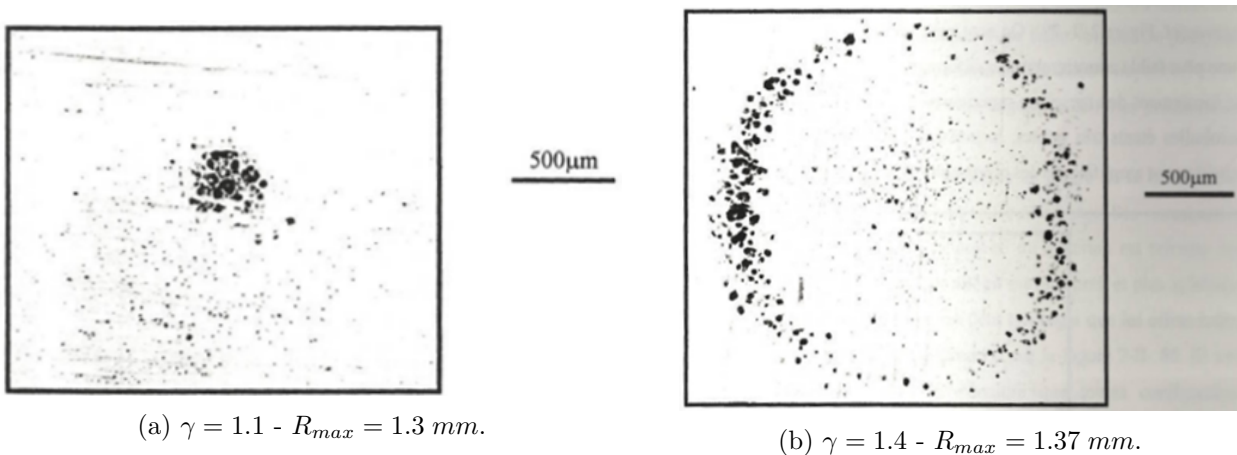


FIGURE II.19 – Observation de la surface d'un échantillon d'aluminium pour différents γ [Isselin, 1997].

II.2.1.3 Du marquage à l'érosion : réponse à long terme du matériau

Le matériau réagit différemment suivant la contrainte qu'il subit. Sur la figure II.20, on peut observer plusieurs comportements pour le matériau soumis à une contrainte de traction :

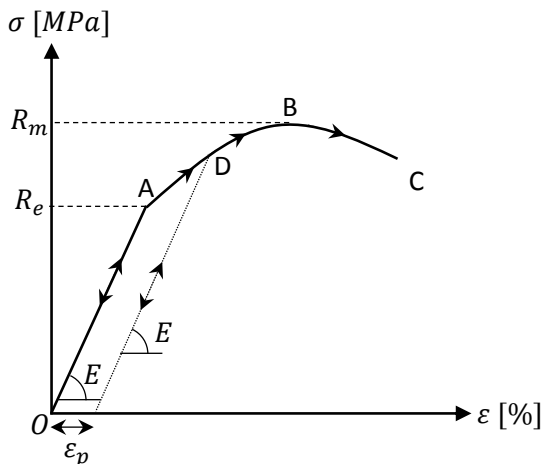


FIGURE II.20 – Courbe caractéristique d'un essai de traction, contrainte (σ) en fonction de la déformation (ϵ), pour les matériaux élastoplastiques métalliques.

O-A Le domaine élastique :

Entre les points O et A , la contrainte (σ) que va subir le matériau reste inférieure à R_e , appelée limite élastique. La déformation (ϵ) que va subir le matériau reste alors réversible. En supprimant la contrainte exercée sur le matériau (la fatigue n'est pas considérée sur cette figure), le matériau retrouve son état normal, sans allongement. Dans ce domaine, le module d'Young (E) du matériau permet de relier par une relation linéaire la contrainte à la déformation.

A-B La plasticité :

Entre les points A et B , la déformation est élasto-plastique (une partie étant irréversible). En diminuant la contrainte que subit le matériau jusqu'à la faire disparaître, on observe une pente égale au module d'Young de ce dernier et une déformation plastique (ϵ_p) permanente pourra alors être mesurée. Si ce même matériau subit une nouvelle fois des contraintes, il faudra alors aller jusqu'au point D (toujours avec une pente correspondant au module d'Young) avant de le déformer plastiquement. Ce phénomène de durcissement est appelé écrouissage.

B-C La rupture :

Une fois la limite maximale à la rupture dépassée (R_m), la déformation plastique est non répartie (apparition de fissures). Il y a une striction de l'éprouvette (dans le cas d'un essai de traction) jusqu'à sa rupture en C .

Lors des impacts de cavitation, le matériau est soumis à des chargements très rapides et à des vitesses de déformation importantes pouvant induire un endommagement du solide. Les propriétés mécaniques des matériaux exposés à ce type de sollicitation, ainsi que les lois de comportement, sont peu connues. La caractérisation mécanique des matériaux exposés à la cavitation représente un des défis majeurs en vue de la prédiction de l'érosion de cavitation.

La rupture à la fatigue :

À la fin du XIX^{ème} siècle, Wöhler a mis en évidence le fait que la contrainte à la rupture statique (R_m) est plus grande que celle à la rupture dynamique. En effet, un matériau, soumis à des cycles de chargement et de déchargement répétés, peut se rompre sans que la contrainte de rupture statique ne soit atteinte. Cette rupture à la fatigue s'explique par des glissements irréversibles dans le matériau à chaque cycle conduisant à une propagation des fissures. Quatre domaines sont ainsi définis [Cazaud, 1969] (cf. Fig. II.21). Le premier est le domaine d'endurance illimitée, le matériau subit une contrainte inférieure à la limite de fatigue et ne rompra jamais. Le suivant est le domaine de fatigue limitée, le matériau va finir par se rompre alors que la limite élastique n'est pas atteinte (et donc qu'il ne subit aucune déformation plastique). Le domaine oligocyclique correspond à une contrainte supérieure à la limite élastique dans le matériau. Celui-ci va donc subir des déformations élastoplastiques jusqu'à se rompre. Enfin, le dernier domaine est celui de la rupture.

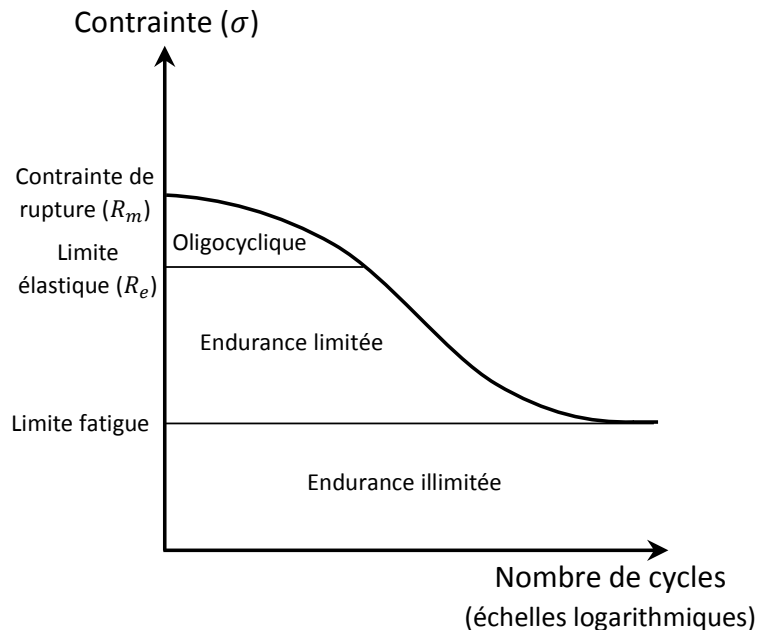


FIGURE II.21 – Courbe de Wöhler et domaines de résistances à la fatigue [Cazaud, 1969].

Dans le cadre d'écoulements cavitants, le comportement du matériau a fait l'objet de différentes recherches [Reboud, 1987], [Karimi et Leo, 1987], [Reboud et Fortes-Patella, 1997], [Choffat, 2007].

[Karimi et Leo, 1987] mettent en place un modèle de prévision d'endommagement caractérisé par la relation contrainte-déformation et par le profil d'écrouissage du matériau.

[Reboud et Fortes-Patella, 1997], [Fortes-Patella *et al.*, 2013b] développent quant à eux un modèle reliant l'énergie absorbée par le matériau à son endommagement via un modèle de fatigue oligocyclique.

II.2.2 Approches expérimentales de la prévision de l'érosion

Les premières estimations de l'érosion de cavitation sont obtenues par retour d'expérience sur l'ensemble des machines hydrauliques. Les effets de la vitesse, du matériau et de l'enfoncement de l'ensemble ont donné lieu à des corrélations statistiques, mais qui manquent de précision.

Des essais dédiés ont ensuite été menés sur certains matériels pour caractériser leur comportement en érosion.

Ces essais, extrêmement coûteux, ont peu à peu été remplacés par des essais moins longs, n'allant pas jusqu'à la perte de masse mais restant dans la période d'incubation du matériau. Une technique de prévision de la perte de masse via la mesure du marquage a donc été mise en place [Karimi et Leo, 1987], [Le Fur et David, 1998], [Reboud, 2001], [Choffat, 2007].

Toujours dans le but de réduire les dépenses dans la prévision de l'érosion, des maquettes ont été testées en régime cavitant et des transpositions d'échelles et de matériau ont alors été nécessaires [Fortes-Patella, 1994]. La maquette étant plus petite, la transposition d'échelle de l'écoulement l'a rendu moins érosif et un matériau moins résistant (afin d'obtenir un marquage) a été utilisé pour la fabrication des aubes des maquettes de machines testées. Un problème de transposition est apparu via l'utilisation de ces maquettes, notamment d'un point de vue matériau, mais ces tests ont permis une comparaison relative des points de fonctionnement de chacune des machines.

[Cole, 1948] fait l'hypothèse qu'il existe une énergie des structures cavitantes. Cette énergie (E_{cav}) s'exprime par la multiplication entre le volume de vapeur (V_{vap}) et l'écart de la pression en fonction de la pression de saturation ($(p - p_{sat})$) :

$$E_{cav} = (p - p_{sat}) V_{vap}.$$

Basées sur cette hypothèse, des approches expérimentales ont vu le jour dans lesquels la fréquence des lâchers de structures et leur volume sont mesurés à l'aide de caméras [Pereira, 1997]. Ce moyen de mesure, réalisé sur une maquette, permet alors la prévision de la puissance érosive [Avellan *et al.*, 1991] et du spectre d'énergie via des transpositions en vitesse et en géométrie.

Une approche acoustique a également été mise en place pour l'identification de la vitesse d'érosion. Des méthodes telles que celles de [Hammit, 1987], [Lush *et al.*, 1979] ou encore [Gulich, 1992] ont permis de caractériser le début, le type et la localisation de la cavitation mais surtout d'obtenir une corrélation entre le bruit de cavitation et le taux d'érosion.

Le difficulté de l'utilisation de l'acoustique reste de bien séparer les fréquences provenant de la cavitation agressive des autres fréquences du système, en particulier de la cavitation non érosive. À ce jour, il ne semble pas y avoir de méthode consensuelle.

II.2.3 Prévision via des simulations numériques

Le développement des moyens de simulations des écoulements fluides, moins coûteux et plus rapides que des essais, ont permis d'accéder au comportement d'un écoulement cavitant laissant espérer une évaluation numérique de l'érosion de cavitation. Ces techniques permettraient de prendre en compte différentes caractéristiques du matériau et différents points de fonctionnement des machines industrielles. Pour le moment, seuls la simulation de la localisation des zones potentiellement érosives et le chargement relatif des différentes conditions hydrauliques sont possibles.

Le déplacement lié à la déformation élastoplastique du matériau soumis à un écoulement cavitant pouvant être négligé par rapport à l'inertie de la pièce, le matériau est considéré comme infiniment rigide. Dans notre étude, le comportement du matériau est donc découplé de celui du fluide (tout comme le font la plupart des auteurs dans le domaine). Sans considération du matériau, on ne peut donc plus parler d'érosion mais d'intensité de cavitation, qui ne concerne que l'écoulement.

L'intensité de cavitation, encore appelée agressivité de cavitation, est une grandeur représentative du chargement reliant les caractéristiques de l'écoulement cavitant aux contraintes imposées au matériau. Cette intensité caractérise la capacité érosive d'un écoulement. Après avoir défini cette grandeur à l'échelle très locale puis à une échelle plus globale (maille CFD), nous verrons que plusieurs auteurs proposent différents modèles de prévision de cette intensité. Une synthèse, non exhaustive, des modèles est faite.

II.2.3.1 L'intensité de cavitation en pression

Définition

Elle correspond au chargement en pression et en vitesse instantanée (p, u) en tout point M de la surface du matériau et à chaque instant t (cf. Équ. (II.2)). La dimension de ce chargement est celle des efforts sur la surface et donc homogène à une pression.

$$I_{cav,loc} = f(p(M, t), u(M, t)) \quad [Pa], \quad (II.2)$$

que l'on pourra, en première approximation, considérer uniquement comme un chargement en pression (cf. équation (II.3)). En effet, le chargement dû à la vitesse du fluide, en prenant une vitesse maximale de l'ordre de 100 m.s^{-1} , génère une pression d'arrêt d'environ 5 MPa pour des contraintes devant atteindre la centaine de MPa pour déformer le matériau.

$$I_{cav,loc} = f(p(M, t)) \quad [Pa]. \quad (II.3)$$

Discussion

Cette intensité de cavitation semble la plus évidente à considérer. La principale difficulté pour la calculer vient du fait qu'il s'agisse d'une grandeur très locale. À l'échelle bulle (entre $10 \mu\text{m}$ et 1 mm), la résolution de l'écoulement doit se faire en considérant la compressibilité du liquide afin de permettre la propagation de l'onde de surpression. De plus, la grande vitesse d'implosion oblige à avoir une discrétisation temporelle très fine, de l'ordre de 10^{-7} s (une bulle de $10 \mu\text{m}$ mettra environ $1 \mu\text{s}$ à imploser selon l'équation de Rayleigh). Des hypothèses sont également nécessaires sur la distribution initiale des bulles (taille, localisation, pression des gaz non condensables).

Cette discrétisation extrêmement fine en espace et en temps, va donc avoir tendance à rallonger énormément les temps de calcul mais aura l'avantage de donner directement les contraintes qui pourront être exploitées en l'état pour en déduire les déformations subies par le matériau. Aucun post-traitement n'est alors nécessaire, les données calculées en proche paroi prennent en compte le phénomène d'implosion de bulle grâce au transport de cette onde de surpression et on peut directement lire la pression sur chacun des éléments solides.

Il est à noter qu'il est actuellement impossible de simuler parfaitement la partie microscopique d'un écoulement en même temps que son comportement macroscopique sans faire de grosses hypothèses. Les modèles diphasiques les plus complexes contiennent en effet des termes sources qui n'ont pas été validés dans le cadre de la cavitation.

II.2.3.2 L'intensité de cavitation en énergie

Définition

Afin de diminuer les temps de calcul et la capacité de calcul nécessaire, l'idée est de se baser sur des valeurs plus intégrales, telle que l'énergie, afin de définir une intensité de cavitation capable de lier les données d'un calcul CFD aux caractéristiques d'un matériau. On va alors calculer la quantité d'énergie reçue par unité de surface et par unité de temps sur chacune des mailles du calcul CFD délimitant une paroi (quantité homogène à une puissance par unité de surface).

Discussion

L'avantage de cette méthode est qu'elle permet l'utilisation d'un maillage plus grossier que pour le cas local et donc des temps de calcul plus courts pour la partie CFD (U-RANS). Cependant, une étape supplémentaire de post-traitement est nécessaire à ce calcul pour déterminer, à partir des données CFD, l'agressivité du fluide.

II.2.3.3 Prévision du chargement dans la littérature

Différents modèles de prévision de l'intensité de cavitation sont mis en place par différents auteurs. Malgré la volonté commune d'obtenir numériquement une quantité représentative de l'érosion de cavitation, quatre grandes idées sont proposées.

La première, représentée par [Schmidt *et al.*, 2014], est de ne pas considérer la viscosité (et donc la turbulence) dans la modélisation du fluide et de discrétiser finement en espace et en temps afin de considérer directement le chargement en pression sur la paroi à l'aide d'une description homogène et compressible du fluide.

La deuxième, mise en place par [Dular et Coutier-Delgosha, 2009] et reprise par [Peters *et al.*, 2015], prend en compte la vitesse du microjet, modélisée à partir de la pression dans la maille CFD, afin d'en déduire son influence sur la paroi.

Les méthodes que mettent en place [Nohmi *et al.*, 2008] ou encore [Fortes-Patella *et al.*, 2012] sont toutes les deux basées sur la considération d'une énergie des structures cavitantes. Si les premiers [Nohmi *et al.*, 2008] comparent plusieurs modèles de prévision de l'érosion de cavitation, dépendants des différentes dérivées du taux de vide et de la pression, les seconds [Fortes-Patella *et al.*, 2012] mettent en place un scénario en cascade de l'énergie d'une structure de vapeur. C'est avec cette même pensée que sont conduits les travaux de cette thèse.

Enfin, des modèles où deux échelles de simulation sont couplées, permettant une modélisation de la bulle dans un écoulement, ont été mis en place par [Ochiai *et al.*, 2010] et par [Chahine *et al.*, 2014] et sont décrits par la suite.

Calcul direct d'une pression en paroi

[Schmidt *et al.*, 2014]

L'auteur utilise les équations d'Euler (1 bilan de masse, 1 bilan de quantité de mouvement, 1 bilan d'énergie totale, sans prise en compte de la viscosité) pour modéliser un écoulement compressible cavitant (cf. Fig. II.22). Dans les phases pures, la loi de Tait et la loi des gaz parfaits sont respectivement utilisées pour le liquide et le gaz (cf. Annexe C). Dans la zone de mélange, la célérité est calculée à l'aide de la formulation de Wallis.

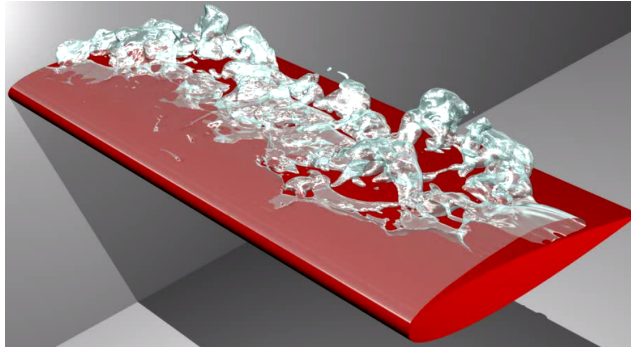


FIGURE II.22 – Simulation de l'écoulement cavitant autour d'un hydrofoil en utilisant *CATUM* [Schmidt *et al.*, 2014].

Ne pas considérer la viscosité du fluide, et donc les modèles de turbulence, permet aux auteurs d'augmenter la discrétisation spatiale et temporelle de l'écoulement. Une prévision numérique des ondes de surpressions liées à l'implosion des structures cavitantes est obtenue grâce à l'utilisation d'un modèle compressible. Dans le but de distinguer les surpressions dues à ces implosions, une méthode de détection a été mise en place [Thalhamer *et al.*, 2012]. Cette méthode est basée sur le changement de signe de la divergence de la vitesse (et donc sur la transition entre le moment où le volume de vapeur diminue et celui où il augmente, cf. Fig. II.23).

Le chargement en pression dû à l'implosion des structures de vapeur est directement considéré comme intensité de cavitation dans ce modèle où seules les valeurs maximum de pression à la surface sont conservées.

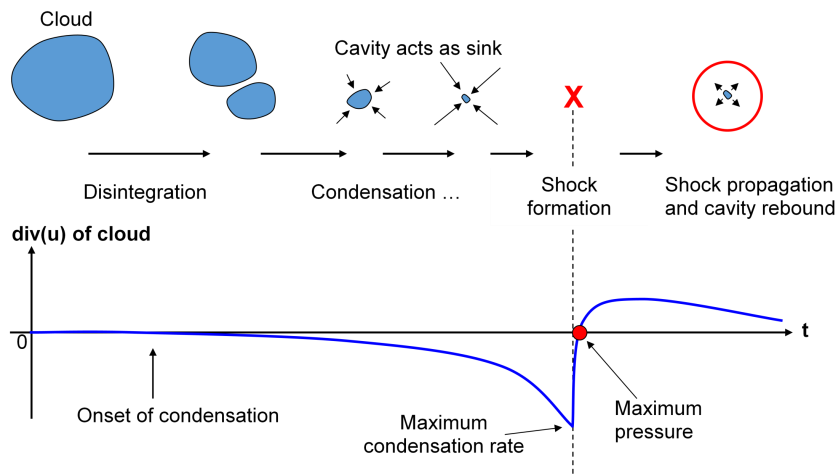


FIGURE II.23 – Implosion d'un nuage de bulles [Thalhamer *et al.*, 2012].

Considération du microjet

[Dular et Coutier-Delgosha, 2009], [Peters *et al.*, 2015]

Cette proposition repose sur la vitesse du microjet en paroi, obtenue par la relation de [Plesset et Chapman, 1971] à partir de la pression p dans la maille :

$$\|v_{jet}\| = 8.97 \gamma^2 \sqrt{\frac{p - p_{sat}}{\rho l}}.$$

La simulation de l'écoulement est faite de deux manières, mais sans prendre en compte l'équation de l'énergie. [Dular *et al.*, 2006] proposent un modèle barotrope (avec le code *IZ*, cf. §II.1.2) et [Peters *et al.*, 2015] un modèle à "transport de taux de vide" (identique à celui de *Code_Saturne avec module de cavitation* mais avec une modélisation du terme source de masse via le modèle de [Schnerr et Sauer, 2001], cf. §II.1.1.2).

Le modèle de prévision de l'intensité de cavitation est ensuite identique, le rayon du microjet, r_{jet} et la distance à la paroi adimensionnelle, γ , sont respectivement de $10 \mu m$ et 1.1, paramètres considérés comme étant les plus probables pour ce type d'écoulement. La pression nécessaire à la déformation du matériau entraîne le calcul d'une vitesse critique, v_{crit} , dans ce modèle, calculée via les coefficients de la loi de Tait :

$$v_{crit} = \sqrt{\frac{R_e}{\rho_l} \left(1 - \left(1 + \frac{R_e}{B} \right)^{-1/n} \right)},$$

avec R_e la limite élastique du matériau, $B = 300 MPa$ et $n = 7$, les coefficients standard de la loi de Tait.

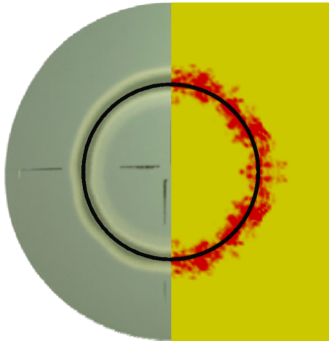
[Peters *et al.*, 2015] en déduisent ensuite le coefficient d'endommagement :

$$c_{intensity} = \frac{v_{jet}}{v_{crit}},$$

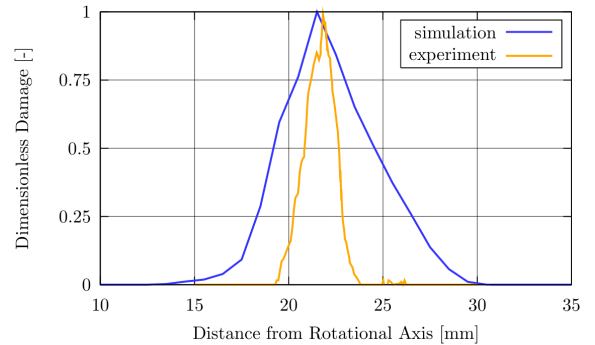
puis le coefficient de déformation (cf. Fig. II.24) :

$$c_{def} = \frac{\sum_t^T c_{intensity,t}}{\sum_n^N \left(\sum_t^T c_{intensity,t} \right)_n},$$

avec t l'indice de pas de temps, T le temps total du calcul, n l'indice d'une face et N le nombre total de faces érodées.



(a) Vue de haut de l'échantillon érodé (à gauche) et de la prévision de son érosion (à droite).



(b) Endommagement adimensionné en fonction de la corde pour la simulation et l'expérience.

FIGURE II.24 – Application du modèle de [Peters *et al.*, 2015] sur l'écoulement d'un jet cavitant impactant une surface.

[Dular *et al.*, 2006] vont quant à eux définir une vitesse de déformation :

$$v_{def} = v_{jet} - v_{crit},$$

puis toutes les caractéristiques du microjet grâce à des corrélations et des mesures d'indentations par profilométrie laser :

$$t_{def} = \frac{r_{jet}}{c_l}, \quad d_{trou} = v_{def} t_{def}, \quad r_{trou} = 26.7 d_{trou} \quad \text{et} \quad A_{trou} = \pi r_{trou}^2,$$

avec t_{def} le temps de déformation, d_{trou} , r_{trou} et A_{trou} la profondeur, le rayon et la surface de l'indentation.

Le but est d'en déduire l'endommagement surfacique (\dot{A}_{def}) pendant une durée τ de la période d'incubation (endommagement linéaire pendant cette période) :

$$\dot{A}_{def} = \frac{1}{A_{ref} \tau} \sum_t^{\tau} A_{trou},$$

avec A_{ref} l'air de référence.

Considération de l'énergie des structures de vapeur

[Nohmi *et al.*, 2008]

L'écoulement est ici modélisé par les équations de Navier-Stokes (1 bilan de masse, 1 bilan de quantité de mouvement, 1 bilan d'énergie totale) avec une équation supplémentaire de conservation de la masse vapeur (modèle de type Rayleigh-Plesset). Ce modèle ressemble donc à celui de *Code_Saturne avec module de cavitation* avec en plus la prise en compte de l'équation de bilan de l'énergie totale. Après avoir simulé l'écoulement cavitant autour d'un hydrofoil, plusieurs modèles de prévision de l'intensité de cavitation sont comparés, que nous noterons CA , sans qu'aucun d'entre eux ne soit réellement mis en avant :

$$CA = \left(-\frac{\partial^{N1} \alpha}{\partial t^{N1}} \right)^{N2} \left(\frac{\partial^{N3} (p - p_{sat})}{\partial t^{N3}} \right)^{N4},$$

avec $N1$, $N2$, $N3$ et $N4$ des entiers naturels et avec les conditions : $\alpha > 0$, $\partial \alpha / \partial t > 0$ et $p > p_{sat}$.

Notons qu'il s'agit d'une approche empirique où les différentes définitions de l'intensité de cavitation sont dimensionnellement non homogènes.

[Fortes-Patella *et al.*, 2004]

Le comportement cavitant du fluide est modélisé sans prendre en compte l'équation de bilan de l'énergie totale. Il s'agit d'un modèle homogène à 2 équations avec la loi barotrope proposée par Delannoy [Delannoy et Kueny, 1990] (code *IZ*).

Le modèle de prévision de l'intensité de cavitation utilisé dans cette thèse reprend les grandes lignes de cette approche. L'idée globale est la prise en compte d'une énergie provenant du volume de vapeur, portée par l'onde de pression d'implosion des structures cavitantes et transmise en partie au matériau. Ce scénario en cascade est schématisé dans la figure II.25.

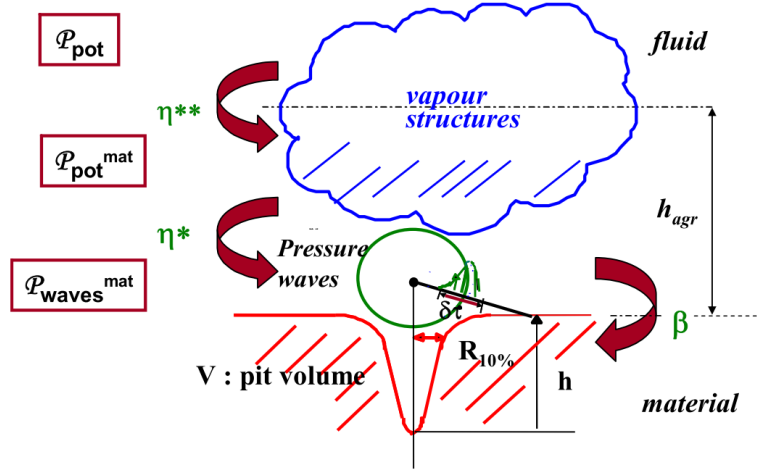


FIGURE II.25 – Illustration du scénario en cascade proposé par [Fortes-Patella *et al.*, 1999a], [Challier *et al.*, 2000].

Une énergie est définie, basée sur le volume de vapeur et sur une différence de pression :

$$E_{pot} = (p_{\infty} - p_{sat}) V_{vap}.$$

La disparition totale des structures de vapeur (leur implosion) provoque un transfert de cette énergie vers le liquide. La dérivée lagrangienne de cette énergie permet de déterminer la puissance correspondant à la destruction des structures de gaz. Seule une partie de cette dérivée, liée à la dynamique des structures ($d\alpha/dt$), est prise en compte :

$$\frac{\mathcal{P}_{pot}}{V_{cell}} = -(p_{\infty} - p_{sat}) \frac{d\alpha}{dt} = -(p_{\infty} - p_{sat}) \frac{\rho}{\rho_l - \rho_v} \text{div}(\mathbf{u}),$$

lorsque $\text{div}(\mathbf{u}) < 0$ (phase de collapsus).

Il est ensuite possible d'intégrer la puissance volumique sur la hauteur du fluide au-dessus de la surface considérée :

$$\frac{\mathcal{P}_{pot}}{\Delta S} = \int_h -(p_{\infty} - p_{sat}) \frac{d\alpha}{dt} dh.$$

Seule une partie de cette puissance surfacique est considérée comme potentiellement dommageable, \mathcal{P}_{pot}^{mat} . Pour cela, l'hypothèse de [Kato *et al.*, 1996], où seul $h_{agr} = 10\%$ de l'épaisseur de la poche est considérée comme agressive, est utilisée. Le rendement η^{**} équivaut donc à une réduction de l'espace d'intégration de h à h_{agr} :

$$\mathcal{P}_{pot}^{mat} = \eta^{**} \mathcal{P}_{pot},$$

avec :

$$\frac{\mathcal{P}_{pot}^{mat}}{\Delta S} = \int_{h_{agr}} -(p_{\infty} - p_{sat}) \frac{d\alpha}{dt} dh.$$

Des corrélations obtenues par [Challier, 2002], basées sur l'étude de l'implosion d'une bulle sphérique, permettent de passer de la puissance potentielle ainsi calculée à la puissance acoustique

correspondant à la propagation des ondes de surpressions :

$$\mathcal{P}_{onde}^{mat} = \eta^* \mathcal{P}_{pot}^{mat}, \quad \text{avec} \quad \eta^* = 0.029 \left(\frac{p_{g0}}{p_{\infty}} \right)^{-0.54},$$

$p_{g0} = 69 c_a^*$, la pression des gaz incondensables, déterminée par le modèle théorique proposé par [Brennen, 1994] et reposant sur la concentration d'air dans le milieu liquide (c_a^* est exprimée en ppm).

Finalement, l'endommagement sur le matériau peut être calculé grâce à une fonction reliant l'énergie reçue à la paroi au volume de déformation, V_{trou} :

$$E_{onde} = \beta V_{trou},$$

avec β un coefficient matériau valant 4, 20 et 30 $J.mm^{-3}$ respectivement pour l'aluminium, le cuivre et l'acier inoxydable et déterminé numériquement [Fortes-Patella *et al.*, 2000] (cf. Fig. II.26).

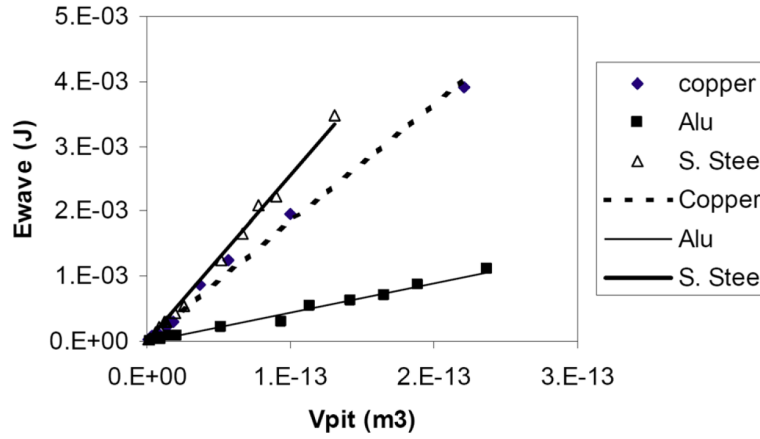


FIGURE II.26 – Relation entre l'énergie acoustique et le volume du trou pour différents matériaux [Fortes-Patella *et al.*, 2013a].

En résumé, on a :

$$\frac{\mathcal{P}_{pot}^{mat}}{\Delta S} = \frac{\mathcal{P}_{onde}^{mat}}{\Delta S \eta^* \eta_{scale}} = \frac{\beta}{\eta^* \eta_{scale}} \frac{\sum V_{trou}}{\Delta S \Delta t} = \frac{\beta}{\eta^* \eta_{scale}} V_d,$$

avec η_{scale} un coefficient rendant compte de la différence d'échelle entre les structures de vapeur calculées numériquement et les bulles de vapeur allant implorer et engendrer des déformations et V_d le taux d'endommagement mesurable expérimentalement. Ce taux se définit comme le volume total des trous observés sur la surface endommagée, V_{trou} , divisé par la surface de l'échantillon analysé, ΔS , et par la durée du test effectué, Δt (cf. éq. (II.4)).

$$V_d = \frac{V_{trou}}{\Delta S \Delta t}. \quad (\text{II.4})$$

Cette thèse

Le modèle mis en place dans ce manuscrit (cf. §III.1.2) reprend lui aussi l'hypothèse d'une énergie des structures cavitantes, mais intègre la contribution énergétique de toutes les cellules en utilisant l'angle solide.

Modélisation sous maille (prise en compte de l'échelle bulle)

[Ochiai *et al.*, 2010]

Dans ce modèle, les équations de bilan de masse, quantité de mouvement et énergie totale sont résolues à l'échelle du profil. Se rajoutent en plus, une équation de bilan de masse de vapeur et de transport de gaz non condensable. Le modèle de vaporisation utilisé est celui de Hertz-Knudsen-Langmuir [Schrage, 1953]. La loi d'état de Tamman (cf. Annexe C) est considérée pour la phase liquide et une loi des gaz parfaits pour le gaz.

Parallèlement à la simulation macroscopique de l'écoulement, des bulles sphériques de vapeur sont injectées dans l'écoulement à l'entrée du domaine. Le rayon, la position initiale et la fréquence d'injection de ces bulles dans le milieu sont des paramètres du modèle. Le comportement des bulles est régi par une équation de type Rayleigh-Plesset qui prend en compte le transfert de masse aux interfaces et inclut la compressibilité du fluide.

Entre chaque pas de temps de calcul à l'échelle du profil, 100 pas de temps sont effectués pour le calcul bulle (lagrangien). Le déplacement des bulles est calculé en considérant les forces de traînée, une masse ajoutée et un gradient de pression. La modélisation permet aux bulles de rebondir de façon parfaitement élastique sur les murs et aucune interaction n'est prise en compte entre les bulles (pas de coalescence-fractionnement ou de collision).

La figure II.27 présente les résultats du modèle pour un écoulement cavitant autour d'un hydrofoil, avec une injection de 5 bulles de rayon $100 \mu\text{m}$ toutes les $2/U_{in} \text{ ms}$ (avec U_{in} la vitesse à l'entrée du domaine) au niveau du bord d'attaque de l'aube.

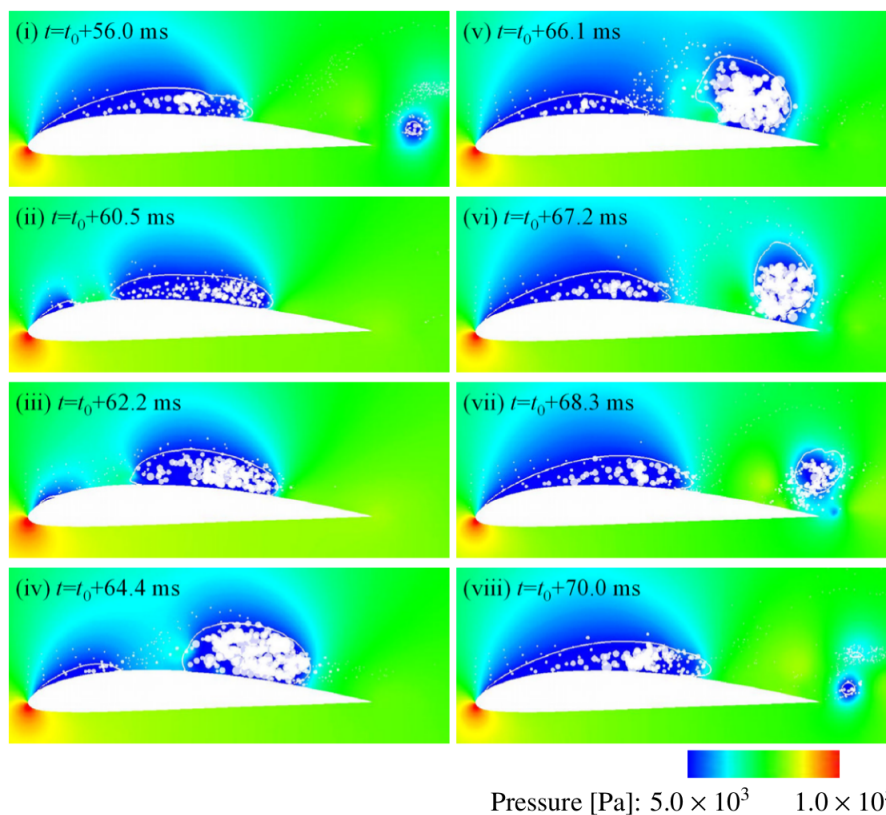


FIGURE II.27 – Évolution en temps de la distribution de la pression, de l'isocontour à 10% du taux de vide, de la position et de la taille des bulles [Ochiai *et al.*, 2010].

Un modèle de prévision d'intensité de cavitation, basé sur les oscillations des bulles est mis en place. Selon le modèle, ces oscillations permettent de déduire les ondes de surpression atteignant la paroi p_w . L'énergie individuelle d'impact, E_i est alors calculée en utilisant la formulation de [Soyama et Kumano, 2002] :

$$E_i = I_i \tau_i A_i = \frac{P_i^2}{2 \rho_l c_l} \tau_i A_i,$$

où I_i , τ_i , A_i et P_i sont respectivement l'énergie acoustique, la durée de l'impact, l'aire de la surface considérée et la pression d'impact.

L'intensité de cavitation, I est ensuite définie comme une puissance surfacique :

$$I = \frac{1}{t_{cal}} \sum \frac{p_w^2 \tau}{2 \rho_l c_l},$$

où t_{cal} est le temps total du calcul, $\tau = 0.1 \mu s$ étant un ordre de grandeur du temps à mi-amplitude et ρ_l et c_l étant des paramètres physiques de la phase liquide.

[Chahine *et al.*, 2014]

Le modèle numérique est un chaînage entre trois codes de calcul :

- un code volumes finis utilisant une modélisation U-RANS à densité variable (3DYNAFS-VIS) [Hsiao *et al.*, 2003],
- un code de suivi lagrangien des particules et de dynamique de bulles (3DYNAFS-DSM) [Hsiao *et al.*, 2003],
- un modèle d'interaction entre les bulles (implémenté dans PHANTOMCLOUD) [Chahine *et al.*, 2008] pour la modélisation des nuages de bulles.

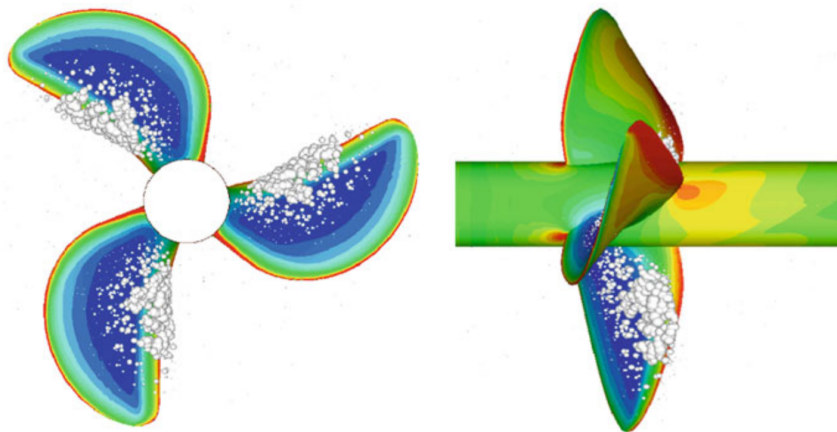


FIGURE II.28 – Distribution en pression et visualisation des bulles dans l'écoulement autour de l'hélice 5530 [Chahine *et al.*, 2014].

Une modélisation monofluide de l'écoulement a été retenue avec la résolution des équations de Navier-Stokes incompressibles, sans prise en compte du bilan de conservation de l'énergie.

Une population de bulles définie par une distribution du rayon initial (de 10 à 200 μm) suivant une loi en puissance classique d'ordre 4, $N(R) \sim R^{-4}$ avec un taux de vide de $2.9 \cdot 10^{-6}$ est injectée en amont du composant de façon aléatoire. Les bulles injectées sont ensuite transportées dans l'écoulement via une équation de transport. Leur comportement est modélisé à l'aide d'une équation de type Rayleigh-Plesset dans laquelle la pression à l'infini est prise égale à la pression moyenne sur la surface de la bulle (méthode SAP - Surface Averaged Pressure [Hsiao *et al.*, 2003]).

C'est ensuite la pression de chargement en paroi, liée à l'oscillation des bulles qui est prise en compte en tant qu'intensité de cavitation (cf. Fig. II.28).

Résumé

Le tableau II.2 résume les modèles de prévision de l'intensité de cavitation présentés.

Auteurs	Simulation fluide	Simulation sous-maille	Intensité de cavitation
[Schmidt <i>et al.</i> , 2014]	Euler HEM	-	Pression sur la surface
[Dular et Coutier-Delgosha, 2009]	U-RANS Loi barotrope	-	Pourcentage de surfaces endommagées divisé par le temps
[Peters <i>et al.</i> , 2015]	U-RANS TTV (Schnerr)	-	Pourcentage de surfaces endommagées divisé par le temps
[Nohmi <i>et al.</i> , 2008]	U-RANS TTV (R-P)	-	Paramètres multiples basés sur la pression, le taux de vide et leurs dérivées
[Fortes-Patella <i>et al.</i> , 2012]	U-RANS Loi Barotrope	-	Puissance surfacique
Cette thèse	U-RANS TTV (Merkle)	-	Puissance surfacique avec utilisation de l'angle solide
[Ochiai <i>et al.</i> , 2010]	U-RANS TTV (Knudsen)	équation de Keller	Puissance surfacique
[Chahine <i>et al.</i> , 2014]	U-RANS Monofluide	équation de Keller (SAP)	Pression imposée par les implosions des bulles sur la surface

TABLEAU II.2 – Synthèse des principaux modèles d'intensité de cavitation.

II.3 Les limites de la prévision de l'érosion via une démarche numérique

Outre le fait que la prévision de l'érosion dépende directement de celle de la cavitation, la complexité physique du phénomène ainsi que les difficultés d'obtenir des données expérimentales de qualité rendent complexe l'approche de l'érosion de cavitation par voie numérique.

La simulation de l'érosion de cavitation nécessite une bonne prévision de la cavitation. Les modèles principalement utilisés dans l'industrie sont des modèles homogènes dit "à transport de taux de vide" (TTV)¹. La validité thermodynamique de tels modèles est largement discutable [Goncalves et Fortes-

1. Il est à noter que ces modèles sont appelés ainsi de façon abusive. C'est en réalité une équation de conservation de masse supplémentaire pour la phase vapeur ou liquide qui est ajoutée.

Patella, 2009] et nécessite la modification des coefficients de ces derniers pour chacun des cas simulés. La mauvaise simulation de la cavitation est la première source d'erreur de la prévision de l'érosion.

L'érosion de cavitation est un phénomène multi-physique et multi-échelle. Une discrétisation fine en espace et en temps est nécessaire pour avoir une description précise du phénomène. Malgré l'amélioration des moyens de calculs, une telle précision en espace et en temps ne permet pas une description physique assez précise du phénomène et une simulation DNS sur une géométrie industrielle n'est toujours pas envisageable.

Enfin, certains modèles de prévision (comme on le verra plus loin dans cette thèse) ne peuvent pas être validés d'un point de vue quantitatif du fait d'un manque de données expérimentales : il n'existe pas à ce jour de capteurs de pression suffisamment résolus en temps et en espace pour obtenir le chargement fluide. Seuls le lieu et la forme de l'érosion peuvent être bien prédits vis-à-vis de ces résultats grâce au marquage relevé sur les matériaux. Néanmoins, les incertitudes dans la mesure du marquage peuvent empêcher la comparaison quantitative des résultats de simulation avec ceux expérimentaux. Ces incertitudes expérimentales peuvent être dues à un mauvais état de surface avant essai, à des conditions expérimentales perfectibles ou encore aux incertitudes du relevé profilométrique.

PARTIE 2

Échelle profil

Simulation à l'échelle du composant hydraulique

Sommaire

III.1	Modèle d'intensité de cavitation	74
III.1.1	<i>Code_Saturne</i> et son module cavitant	74
III.1.2	Modélisation de l'intensité de cavitation	76
III.1.2.1	Approche énergétique	76
III.1.2.2	Angle solide	77
III.1.2.3	Seuillage et moyenne temporelle	79
III.2	Application à un hydrofoil	79
III.2.1	Description générale	79
III.2.1.1	Description du cas test	79
III.2.1.2	Mise en place numérique	80
III.2.1.3	Paramètres temporels et temps CPU de calculs	81
III.2.1.4	Nombre de cavitation numérique	82
III.2.2	Simulation de l'écoulement cavitant	82
III.2.2.1	Influence des paramètres numériques	85
III.2.2.2	Influence de la vitesse de l'écoulement	93
III.2.3	Prévision de l'intensité de cavitation	94
III.2.3.1	Influence des paramètres numériques	94
III.2.3.2	Influence de la vitesse de l'écoulement	100
III.2.3.3	Influence de \mathcal{P}_{lim}	102
III.2.4	Comparaison de l'intensité de cavitation avec les mesures de marquage	102
III.2.4.1	Volume numérique des indentations	102
III.2.4.2	Description de la méthodologie expérimentale	103
III.2.4.3	Comparaison qualitative	105
III.2.4.4	Comparaison quantitative	106
III.2.5	Synthèse des résultats obtenus sur l'hydrofoil	113

III.1 Modèle d'intensité de cavitation

Le modèle d'intensité de cavitation est basé sur l'idée de [Fortes-Patella *et al.*, 2004]. L'hypothèse principale de ce modèle est de considérer que seules les ondes de pression émises lors de l'implosion des structures de vapeur vont être responsables de l'érosion du matériau. Un modèle de prévision de l'intensité de cavitation est alors proposé où l'évolution de cette intensité est directement liée à la dynamique des structures cavitantes. La variation d'énergie "cavitante" des structures de vapeur est donc considérée. Cette approche est appliquée ici comme un modèle en post-traitement utilisant les résultats de calculs U-RANS obtenus à l'aide de *Code_Saturne avec module de cavitation*.

III.1.1 *Code_Saturne* et son module cavitant

Code_Saturne est un logiciel de *CFD* en accès libre développé par EDF [EDF-R&D, 2015]. Il est capable de simuler un écoulement 2- ou 3-D, stationnaire ou instationnaire, incompressible ou faiblement dilatable, laminaire ou turbulent sur quasi tout type de maillage (structuré ou non). Il est basé sur une méthode volumes finis co-localisée à pas de temps fractionné, qui est associée à un algorithme de type SIMPLEC. Plus de détails sont donnés Annexe A et [Archambeau *et al.*, 2004]. Des modules peuvent être ajoutés à *Code_Saturne* pour décrire différents phénomènes comme la compressibilité, un modèle rotor-stator (turbomachine) ou encore des phénomènes de cavitation.

Dans *Code_Saturne avec module de cavitation* [Chebli, 2014] l'écoulement diphasique est décrit par une approche homogène. Les phases pures sont considérées comme ayant des propriétés constantes (la masse volumique, $\rho_{l/v}$ et la viscosité dynamique $\mu_{l/v}$) et les propriétés du mélange sont définies par les relations (III.1) et (III.2).

$$\rho = \alpha \rho_v + (1 - \alpha) \rho_l, \quad (\text{III.1})$$

$$\mu = \alpha \mu_v + (1 - \alpha) \mu_l, \quad (\text{III.2})$$

avec $\alpha = V_{vap}/V_{cell}$ le taux de vide (V_{vap} représentant le volume de vapeur et V_{cell} celui d'une cellule).

On assume le fait que les vitesses et les pressions sont identiques pour chacune des phases dans une maille et que le comportement du fluide mélange peut être décrit par les équations U-RANS (bilan de masse et de quantité de mouvement) auxquelles s'ajoutent une équation de conservation de masse de vapeur (cf. éq. (III.3)). Les effets thermodynamiques sont négligeables en eau froide : on considère que la vaporisation de masse liquide modifie peu la température environnante. L'équation de conservation de l'énergie n'est donc pas prise en compte dans ce modèle (température constante).

$$\begin{cases} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div}(\rho \underline{u}) = 0, \\ \frac{\partial \rho \underline{u}}{\partial t} + \text{div}(\underline{u} \otimes \rho \underline{u}) = -\underline{\text{grad}}(p) + \text{div}(\underline{\tau}), \\ \rho_v \left(\frac{\partial \alpha}{\partial t} + \text{div}(\alpha \underline{u}) \right) = \Gamma_v, \end{cases} \quad (\text{III.3})$$

avec Γ_v le terme source de vaporisation modélisé via le modèle de Merkle [Li et Merkle, 2006] (cf. éq. (III.4) et (III.5)).

$$\Gamma_v = m^+ + m^-, \quad (\text{III.4})$$

$$\text{où : } \begin{cases} m^+ &= - \frac{C_{prod} \rho_l \min(p - p_{sat}, 0) (1 - \alpha)}{\frac{1}{2} \rho_l u_\infty^2 t_\infty}, \\ m^- &= - \frac{C_{dest} \rho_v \max(p - p_{sat}, 0) \alpha}{\frac{1}{2} \rho_l u_\infty^2 t_\infty}. \end{cases} \quad (\text{III.5})$$

m^+ représente le terme source de production de vapeur et m^- celui de la destruction de vapeur. L'hypothèse physique de ce modèle est de considérer de la création de vapeur lorsque la pression est inférieure à la pression de saturation et de la condensation sinon.

Les paramètres de production et de destruction de vapeur, respectivement C_{prod} et C_{dest} , ne sont pas obligatoirement égaux dans ce modèle.

L'influence de ces deux paramètres est étudiée §III.2.2.1. u_∞ représente l'échelle de vitesse (égale à la vitesse du fluide à l'entrée du domaine étudié) et $t_\infty = l_\infty/u_\infty$ l'échelle de temps avec l_∞ la corde du profil (ou de l'aube dans le cas de la pompe). Pour tous nos calculs, on utilise $p_{sat} = 2000 \text{ Pa}$, $\rho_l = 1000 \text{ kg.m}^{-3}$, $\rho_v = 1 \text{ kg.m}^{-3}$, $\mu_l = 10^{-3} \text{ Pa.s}$ et $\mu_v = 10^{-5} \text{ Pa.s}$ qui sont une approximation de chacun de ces paramètres pris à 20°C .

La turbulence est modélisée par un modèle $k-\varepsilon$ standard avec la correction de Reboud [Coutier-Delgosha *et al.*, 2003]. Dans le modèle $k-\varepsilon$ standard, la viscosité turbulente a pour définition $\mu_t = \rho C_\mu k^2/\varepsilon$. Dans le but de mieux modéliser le jet rentrant et les fréquences de battement des poches, la correction de Reboud diminue la viscosité turbulente du mélange principalement dans les zones de fort taux de vide (cf. éq. (III.6) et Fig. III.1). Des tests ont été menés concernant la valeur du paramètre n de la correction de Reboud et, en accord avec les travaux précédents [Reboud *et al.*, 1998], [Coutier-Delgosha, 2001], [Pouffary, 2004], [Fortes-Patella *et al.*, 2012], un paramètre $n = 10$ est considéré pour les simulations.

$$\mu_t = f(\rho) C_\mu k^2/\varepsilon, \quad (\text{III.6})$$

avec : $f(\rho) = \rho_v + \left(\frac{\rho_v - \rho}{\rho_v - \rho_l}\right)^n (\rho_l - \rho_v)$, où $n = 10$ dans notre étude [Reboud *et al.*, 1998].

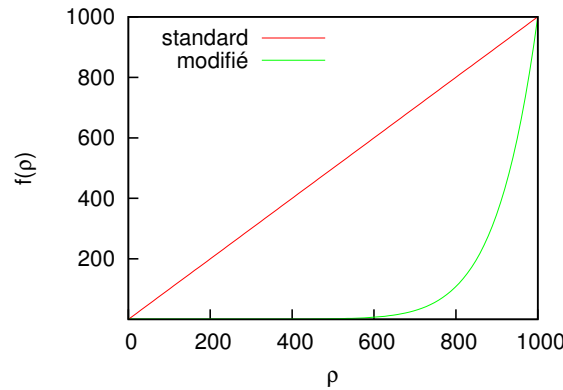


FIGURE III.1 – Évolution de f en fonction de ρ pour le modèle $k-\varepsilon$ standard et le modèle modifié (avec la correction de Reboud pour $n = 10$).

Sur la base des résultats obtenus avec *Code_Saturne avec module de cavitation*, à savoir, les champs instationnaires de la vitesse (u), de la pression (p) et du taux de vide (α), un modèle de prévision de l'intensité de cavitation, que nous allons définir, est développé.

III.1.2 Modélisation de l'intensité de cavitation

III.1.2.1 Approche énergétique

Basée sur l'idée de [Cole, 1948], une énergie (E_{cav}) des bulles de cavitation (ou structures cavitantes) peut être calculée. En notant V_{vap} le volume de vapeur on peut écrire :

$$E_{cav} = (p - p_{sat}) V_{vap}, \quad [J].$$

Avec V_{cell} le volume d'une cellule et α son taux de vide, cette énergie de cavitation peut s'écrire en fonction de α :

$$E_{cav} = (p - p_{sat}) \alpha V_{cell}.$$

On peut alors calculer la densité volumique de l'énergie de cavitation :

$$\frac{E_{cav}}{V_{cell}} = (p - p_{sat}) \alpha, \quad [J.m^{-3}].$$

Lors du collapsus d'une structure cavitante, son énergie de cavitation diminue et est transférée à des ondes de pression considérées comme étant la source principale de l'agressivité de cavitation. Une dérivée Lagrangienne de cette énergie, afin de prendre en compte le fait que les structures cavitantes sont en mouvement dans le fluide, nous permet alors de passer à la **puissance de cavitation volumique** dans le fluide ($\mathcal{P}_{cav}/V_{cell}$, cf. éq. (III.7)).

$$\frac{\mathcal{P}_{cav}}{V_{cell}} = -\frac{1}{V_{cell}} \frac{dE_{cav}}{dt} = \frac{1}{V_{cell}} \frac{d}{dt} ((p - p_{sat}) \alpha), \quad [W.m^{-3}],$$

le signe négatif venant du fait que seule une diminution de l'énergie de cavitation (lors des phases de collapsus par exemple) est considérée comme agressive. On peut donc écrire en développant la dérivée du produit (on rappelle que p_{sat} reste constant dans notre modèle car T est constante) :

$$\frac{\mathcal{P}_{cav}}{V_{cell}} = \frac{\mathcal{P}_\alpha}{V_{cell}} + \frac{\mathcal{P}_p}{V_{cell}}, \quad (III.7)$$

avec :

$$\begin{cases} \frac{\mathcal{P}_\alpha}{V_{cell}} = -(p - p_{sat}) \frac{d\alpha}{dt}, \\ \frac{\mathcal{P}_p}{V_{cell}} = -\alpha \frac{dp}{dt}. \end{cases}$$

$\mathcal{P}_\alpha/V_{cell}$ peut s'écrire, en partant de la définition de ρ ($\rho = \alpha \rho_v + (1 - \alpha) \rho_l$) donnant $\alpha = (\rho - \rho_l)/(\rho_v - \rho_l)$:

$$\frac{d\alpha}{dt} = \frac{1}{\rho_v - \rho_l} \frac{d\rho}{dt}.$$

On obtient :

$$\frac{\mathcal{P}_\alpha}{V_{cell}} = -(p - p_{sat}) \frac{1}{\rho_v - \rho_l} \frac{d\rho}{dt}.$$

En utilisant la conservation de la masse ($d\rho/dt + \rho \operatorname{div}(\underline{u}) = 0$) :

$$\frac{\mathcal{P}_\alpha}{V_{cell}} = -(p - p_{sat}) \frac{\rho}{\rho_l - \rho_v} \operatorname{div}(\underline{u}).$$

\mathcal{P}_p peut se réécrire via la définition de la dérivée Lagrangienne de la pression ($dp/dt = \partial p/\partial t + \underline{u} \cdot \underline{\operatorname{grad}}(p)$).

L'expression pour chacun des termes de la puissance de cavitation volumique dans le fluide est finalement :

$$\begin{cases} \frac{\mathcal{P}_\alpha}{V_{cell}} = -(p - p_{sat}) \frac{\rho}{\rho_l - \rho_v} \operatorname{div}(\underline{u}), \\ \frac{\mathcal{P}_p}{V_{cell}} = -\alpha \left(\frac{\partial p}{\partial t} + \underline{u} \cdot \underline{\operatorname{grad}}(p) \right). \end{cases}$$

Une comparaison de l'énergie de cavitation et de l'énergie acoustique associée à l'émission d'ondes de pression lors du collapsus de bulles sphériques (moteur de l'érosion de cavitation) est faite par [Challier, 2002] (cf. §III.2.4.4). Un rendement d'implosion est alors défini et seule une partie de l'énergie de cavitation est considérée, dans ces études, comme agressive pour le matériau. Ce rendement d'implosion s'explique par le fait que l'énergie de cavitation, lors du collapsus d'une structure cavitante, va se transformer en énergie cinétique (qui ne va pas endommager le matériau) et en une énergie acoustique transportée par une onde de pression.

La signification physique de \mathcal{P}_α est claire. L'implosion des structures cavitantes entraîne $d\alpha/dt < 0$ et doit avoir lieu pour $p > p_{sat}$. À ce moment là, on a $\operatorname{div}(\underline{u}) < 0$ (diminution du volume de vapeur) et une intensité liée à cette implosion prise comme positive ($\mathcal{P}_\alpha > 0$), ce qui est physiquement cohérent.

À l'inverse, \mathcal{P}_p semble contredire les attentes physiques du phénomène. À l'échelle d'une maille, l'implosion des structures cavitantes entraîne $\partial p/\partial t > 0$ (contribution négative dans notre modèle d'intensité) et il est alors nécessaire d'avoir $\underline{u} \cdot \underline{\operatorname{grad}}(p) < -\partial p/\partial t$ pour garantir $\mathcal{P}_p > 0$ lors de l'implosion des structures cavitantes. Dans le modèle initial proposé par [Fortes-Patella *et al.*, 2004], ce terme est négligé.

Une comparaison entre \mathcal{P}_α et \mathcal{P}_p est faite au §III.2.4. Dans le modèle proposé ici, seule la composante \mathcal{P}_α est finalement considérée comme agressive pour le matériau (cf. éq. (III.8)). On fait alors l'hypothèse, tout comme [Fortes-Patella *et al.*, 2000], que seules les phases de collapsus ($\operatorname{div}(\underline{u}) < 0$) génèrent l'onde de surpression.

$$\frac{\mathcal{P}_{cav}}{V_{cell}} = -(p - p_{sat}) \frac{\rho}{\rho_l - \rho_v} \operatorname{div}(\underline{u}) \quad [W.m^{-3}]. \quad (\text{III.8})$$

Le modèle nécessite donc le post-traitement du champ de pression, de la masse volumique et de la divergence de la vitesse.

III.1.2.2 Angle solide

Le temps de propagation des ondes étant très petit (~ 10 ns) devant les pas de temps de calcul considérés dans les simulations ($\Delta t \geq 1$ μs), on peut faire l'hypothèse que la puissance de cavitation volumique calculée dans le fluide va impacter le matériau instantanément. Il est alors nécessaire de projeter cette puissance sur la surface étudiée afin d'en déterminer son chargement. L'angle solide (Ω , cf. Fig. III.2) se définit comme le rapport entre la surface de la sphère interceptée par un cône et le carré du rayon de celle-ci. En s'appuyant sur les travaux de [Krumenacker, 2015], son utilisation, pour cette projection, permet d'inclure les effets de l'angle et de la distance des émissions des ondes par rapport à la surface considérée et implique l'hypothèse d'une répartition sphérique et homogène de l'énergie de cavitation. L'énergie de l'onde de pression est considérée constante lors de sa propagation.

La puissance de cavitation surfacique ($\mathcal{P}_{mat_j}/\Delta S_j$) appliquée à chaque élément de surface j de la paroi solide est alors déduite en sommant les contributions de chacun des éléments i du fluide pris dans le demi-espace supérieur à l'élément de surface considéré (cf. éq. III.9). Seule une fraction $\Omega_{ij}/4\pi$ de puissance est captée par ce dernier.

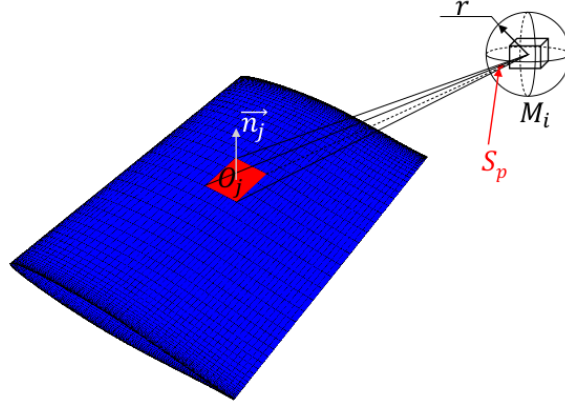


FIGURE III.2 – Projection de la puissance de cavitation sur un foil.

L'expression analytique exacte de l'angle solide pour un triangle plan est donnée par [Van Oosterom et Strackee, 1983] (cf. éq. (III.10) et Fig. III.3). Le maillage étant hexaédrique, chaque élément surfacique est donc coupé suivant la diagonale afin de calculer l'angle solide de chacun des triangles et de les sommer pour en déduire celui de l'élément. Cette puissance de cavitation surfacique est définie comme l'**intensité de cavitation instantanée** (I_{cav} , cf. éq. (III.9)). L'Annexe F montre l'influence de l'angle solide sur l'intensité calculée.

$$I_{cav_j} = \frac{\mathcal{P}_{mat_j}}{\Delta S_j} = \frac{1}{\Delta S_j} \sum_{i/O_j M_i \cdot n_j > 0} \frac{\Omega_{ij}}{4\pi} \mathcal{P}_{cav_i} \quad [W.m^{-2}]. \quad (III.9)$$

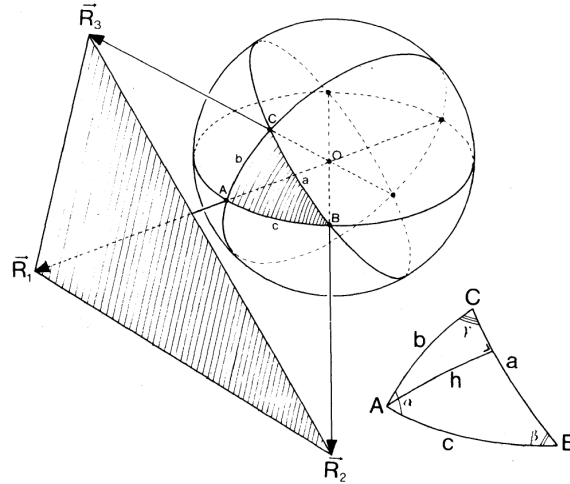


FIGURE III.3 – Notations pour le calcul de l'angle solide [Van Oosterom et Strackee, 1983].

$$\tan\left(\frac{1}{2}\Omega\right) = \frac{\underline{R_1} \cdot (\underline{R_2} \otimes \underline{R_3})}{R_1 R_2 R_3 + (\underline{R_1} \cdot \underline{R_2}) R_3 + (\underline{R_1} \cdot \underline{R_3}) R_2 + (\underline{R_2} \cdot \underline{R_3}) R_1}, \quad (III.10)$$

avec $R_i = \|\underline{R_i}\|$.

III.1.2.3 Seuillage et moyenne temporelle

Les intensités de cavitation calculées peuvent créer une déformation élastique du matériau sans pour autant induire un endommagement (déformation plastique). Dans le but de sélectionner celles qui sont les plus propices à la formation d'un trou, seules les intensités supérieures à un certain seuil ($\mathcal{P}_{lim}/\Delta S$) sont prises en compte. Plusieurs seuils sont considérés afin d'évaluer l'influence de ce choix sur la prévision de l'intensité de cavitation.

En notant N le nombre de pas de temps du calcul, il est possible de créer une moyenne temporelle arithmétique ($\overline{I_{cav_j}}$) de l'intensité de cavitation instantanée pour chacun des éléments de surface du solide. Cette moyenne temporelle est définie comme l'**intensité de cavitation moyennée** (cf. éq. (III.11)).

$$\overline{I_{cav_j}} = \frac{1}{N} \left[\frac{1}{\Delta S_j} \sum_{i=1}^N (\mathcal{P}_{mat_j} - \mathcal{P}_{lim}) \right], \quad \text{si } \mathcal{P}_{mat_j} > \mathcal{P}_{lim}, \quad [W.m^{-2}]. \quad (III.11)$$

Chaque étape de la méthodologie est détaillée et illustrée au paragraphe suivant présentant l'application du modèle dans le cas d'un hydrofoil endommagé par des écoulements cavitants.

III.2 Application à un hydrofoil

III.2.1 Description générale

III.2.1.1 Description du cas test

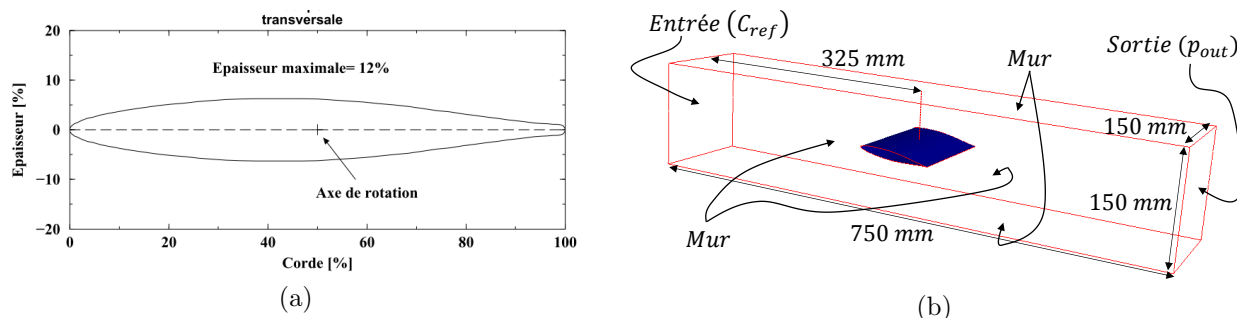


FIGURE III.4 – Description du profil NACA 65012 (a) et du tunnel de cavitation et conditions aux limites des simulations (b).

Notre modèle de prévision de l'intensité de cavitation est appliqué à un hydrofoil NACA 65012 (longueur de corde de 100 mm, envergure de 150 mm, cf. Fig. III.4a) testé dans le tunnel de cavitation du laboratoire LMH-EPFL, Laboratoire des Machines Hydrauliques - École Polytechnique Fédérale de Lausanne, par [Pereira, 1997] (cf. Fig. III.4b). Le Tableau III.1 présente les différentes conditions expérimentales testées par [Pereira, 1997], dont seules les configurations les plus endommageantes sont simulées : angle d'incidence de 6° et longueur de poche égale à 40% du profil. Quatre vitesses d'entrées sont simulées, 15, 20, 25 et 30 $m.s^{-1}$.

i [$^\circ$]	6			
C_{ref} [$m.s^{-1}$]	15	20	25	30
σ_{amont} [-] (pour $l/L = 40\%$)	1.59	1.60	1.62	1.63

TABLEAU III.1 – Conditions testées par le LMH-EPFL [Pereira, 1997] et simulées dans cette thèse.

Le nombre de cavitation, σ , est défini dans l'équation (III.12) avec p_{ref} et C_{ref} respectivement une pression et une vitesse de référence. Pour l'expérimental comme pour les simulations, la pression et la vitesse de référence sont prises en amont de l'hydrofoil.

$$\sigma = \frac{p_{ref} - p_{sat}}{\frac{1}{2} \rho_l C_{ref}^2} \quad (\text{III.12})$$

Numériquement, une pression de sortie p_{out} , définie de façon itérative afin d'obtenir une taille de poche de 40%, et une vitesse d'entrée C_{ref} sont imposées comme conditions aux limites. Des conditions de parois sont également prises au niveau des murs du tunnel cavitant (cf. Fig. III.4b).

III.2.1.2 Mise en place numérique

Une première étude bidimensionnelle (2D) a été réalisée afin de vérifier la faisabilité des calculs et a servi de test pour implémenter les post-traitements pour l'étude tridimensionnelle (3D) de l'hydrofoil (cf. Annexe E). Ces résultats ne sont pas en accord avec le comportement dynamique de la poche (et notamment la fréquence de lâchers) observé expérimentalement, justifiant donc le passage au 3D.

Deux maillages 3D sont utilisés pour étudier l'influence de la discrétisation spatiale. Le premier est appelé maillage "moyen" et le second maillage "fin". Le maillage 2D a servi de base pour l'extrusion du maillage moyen (extrusion non linéaire afin de raffiner le maillage au niveau des murs du tunnel cavitant). Les figures III.5 et III.6 montrent les maillages structurés en éléments hexaédriques, avec une implantation en C autour du profil, utilisés pour l'étude de l'influence de la discrétisation spatiale. Ces maillages sont générés via le logiciel IGGTM de NUMECA.

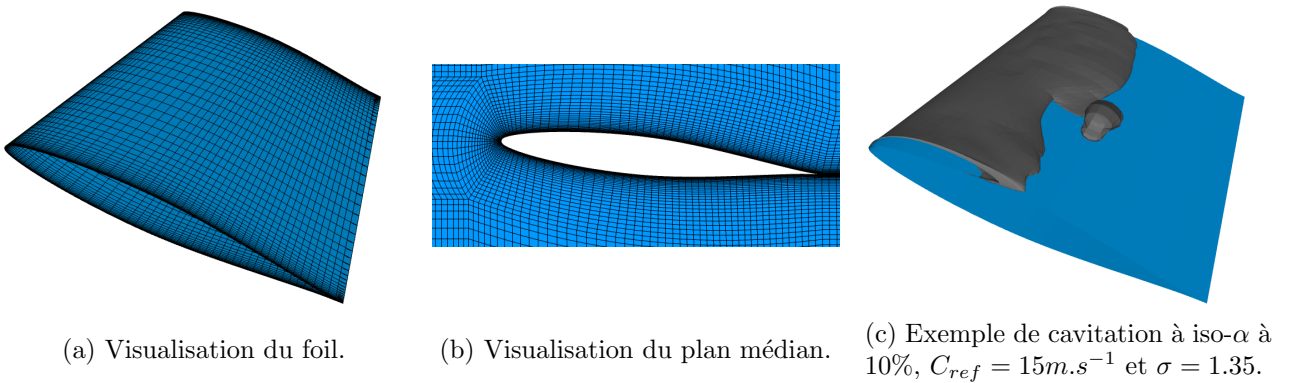


FIGURE III.5 – Visualisation du maillage moyen.

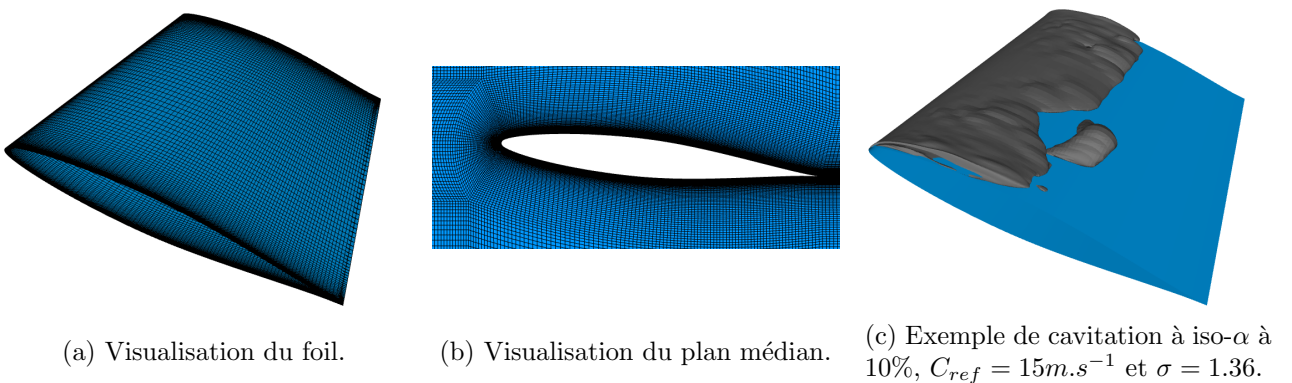


FIGURE III.6 – Visualisation du maillage fin.

Le maillage 2D est composé de 15 498 cellules quadrilatères (58 noeuds sur une corde du profil), le moyen (3D) de 914 382 cellules hexaédriques (toujours 58 noeuds sur une corde du profil) et le fin (3D) de 7 637 182 (118 noeuds sur une corde du profil, rapport $\sim 2^3$ avec le moyen). Pour une vitesse en entrée de 15 m.s^{-1} , un pas de temps de $4 \mu\text{s}$ pour les maillages 2D et moyen et de $2 \mu\text{s}$ pour le maillage fin sont imposés pour simuler les écoulements cavitants. Le Tableau III.2 résume les caractéristiques des différents maillages utilisés.

Maillages	Nombre d'éléments [-]	Distance adimensionnelle moyenne à la paroi y^+ [-]	Cas $C_{ref} = 15 \text{ m.s}^{-1}$			Cas $C_{ref} = 30 \text{ m.s}^{-1}$		
			Δt [μs]	CFL		Δt [μs]	CFL	
				Maximum	Moyen		Maximum	Moyen
2D	$\sim 15.5 K$	35	4	0.61	0.025	2	0.61	0.025
Moyen	$\sim 914 K$	35	4	0.82	0.025	2	0.83	0.025
Fin	$\sim 7.6 M$	20	2	0.86	0.025	-	-	-

TABLEAU III.2 – Description des maillages utilisés dans cette étude (le y^+ moyen et le CFL sont calculés en régime non cavitant).

Dans le but de garder un CFL quasi constant entre les différentes vitesses en entrée étudiées, les pas de temps sont choisis comme inversement proportionnels à ces vitesses (par exemple, $\Delta t = 2 \mu\text{s}$ pour le maillage moyen à $C_{ref} = 30 \text{ m.s}^{-1}$) garantissant également un rapport $\Delta t/t_\infty$ constant.

La distance à la paroi adimensionnelle, y^+ ($y^+ = u_* y / \nu$, avec u_* la vitesse de frottement, y la distance à la paroi de la première maille et ν la viscosité cinétique) varie entre 30 et 50 pour les maillages 2D et moyen et entre 15 et 25 pour le maillage fin sous des conditions non cavitantes. Un modèle de turbulence $k-\varepsilon$ avec une loi de paroi standard (avec correction de Reboud [Coutier-Delgosha *et al.*, 2003]) est utilisé dans la suite de la thèse.

III.2.1.3 Paramètres temporels et temps CPU de calculs

Toutes les simulations sont réalisées à durée physique simulée égale, 2.4 s , dont 0.6 s considérée pour l'établissement de l'écoulement. Une durée de 1.8 s est donc post-traitée.

Pour simuler la cavitation, les calculs les plus lourds pour le maillage moyen sont réalisés pour le cas à 30 m.s^{-1} , nécessitant 1 200 000 itérations avec un pas de temps de $2 \mu\text{s}$ par itérations. Pour chaque calcul et à chaque itération un post-traitement du maximum du taux de vide sur la perpendiculaire du profil et suivant l'abscisse curviligne du profil (afin d'obtenir les diagrammes spatio-temporels que l'on peut voir Fig. III.10 par exemple) est effectué. La moyenne temporelle du taux de vide pour chaque élément (utilisée pour le tracé de la poche) et le volume de vapeur à chaque instant (pour vérifier la convergence), sont également enregistrés. Pratiquement 3 jours de calculs sont alors nécessaires, sur 224 processeurs (8 noeuds contenant chacun 28 processeurs), contre 1 jour et 9 heures pour le cas à 15 m.s^{-1} avec le même nombre de processeurs (deux fois moins d'itérations). Pour le maillage fin simulé avec une vitesse de l'écoulement à l'entrée du tunnel de 15 m.s^{-1} et 1 200 000 itérations, 11 jours de calculs sont nécessaires pour obtenir les mêmes résultats (avec les mêmes post-traitements) en utilisant deux fois plus de processeurs (16 noeuds contenant chacun 28 processeurs). Le maillage moyen nécessite en moyenne 0.2 s par itération avec 224 processeurs contre 0.8 s par itération avec 448 processeurs pour le maillage fin pour la simulation de la cavitation avec le post-traitement nécessaire.

III.2.1.4 Nombre de cavitation numérique

Dans notre étude, on prend comme pression et vitesse de référence, pour définir σ , les valeurs en entrée. Numériquement, σ peut être évalué en prenant la moyenne temporelle ou la valeur la plus probable (lpp). La figure III.7 montre la répartition des valeurs de σ en entrée, après établissement de l'écoulement et pour toute la durée de chacune des simulations. Pour obtenir ces valeurs de σ , la pression et la vitesse en entrée sont calculées à partir de la moyenne des valeurs mesurées sur 4 points situés à 2.5 cm en aval de l'entrée pour chaque pas de temps. On peut alors comparer σ_{lpp} et σ moyen (représenté par la ligne bleue). On remarque que les deux méthodes de calcul du σ donnent des résultats quasi identiques, la valeur de σ moyen est donc utilisée pour le reste de l'étude et est comparée aux valeurs expérimentales.

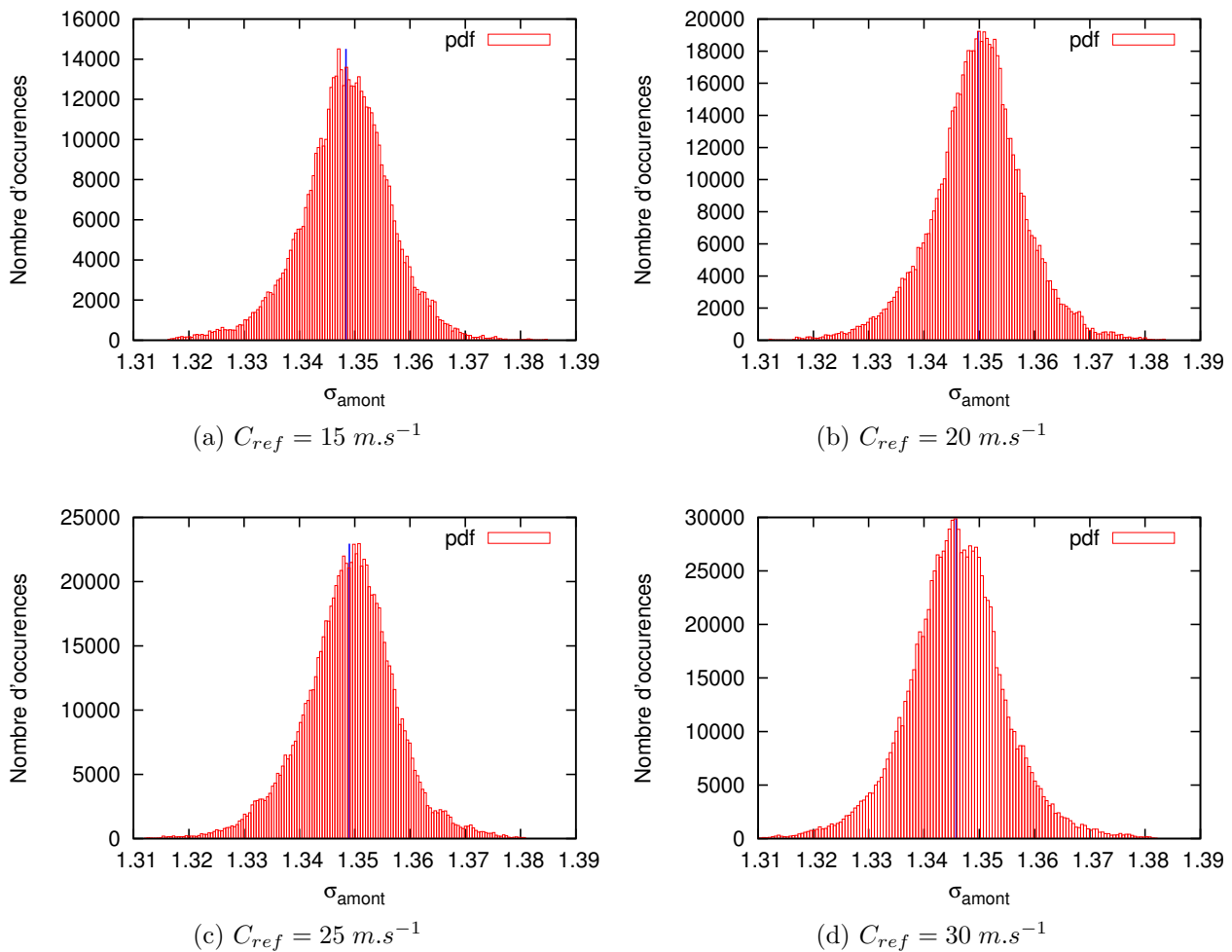


FIGURE III.7 – Densité de probabilité des valeurs de σ à l'entrée du tunnel obtenue avec le maillage moyen - la valeur moyenne de σ est représentée par la ligne bleue verticale.

III.2.2 Simulation de l'écoulement cavitant

Le but de la thèse est de prévoir l'intensité de cavitation. Pour ce faire, il est nécessaire d'avoir la meilleure description possible du comportement dynamique de la poche. La validation des calculs effectués est faite sur la base des résultats d'essais disponibles, à savoir : la longueur de la poche et les fréquences de lâchers.

Expérimentalement la poche mesure 40% du profil pour les points de fonctionnement considérés. La figure III.8, provenant de [Pereira, 1997], montre que la mesure de la poche n'est pas faite depuis le bord d'attaque mais plutôt à partir de 5 à 10% du bord d'attaque. La fermeture de la poche expérimentale est ainsi considérée comme étant située entre 45 et 50% de la corde du profil. Numériquement, la naissance de la poche est aux alentours de 2% du profil (cf. Fig. III.10).

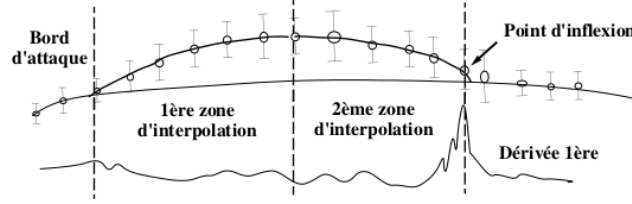


FIGURE III.8 – Évaluation expérimentale de la taille de la poche de cavitation [Pereira, 1997].

Avant d'activer le module cavitant de *Code-Saturne*, un premier calcul (de durée simulée de 0.06 s) est effectué avec les paramètres que l'on veut simuler. Le but de cette initialisation est de rendre le calcul cavitant plus stable en ayant une solution en vitesse et en pression déjà convergée en régime non cavitant.

Un processus itératif sur la pression en sortie du tunnel (p_{out}), imposée comme condition aux limites, est mis en place afin de calibrer la taille de la poche. Le contour de la poche est tout d'abord considéré comme étant une isosurface à 10% du taux de vide, la longueur étant évaluée par calcul de la moyenne du taux de vide et par la visualisation de l'isosurface à 10% de cette moyenne sur le profil (cf. Fig. III.9).

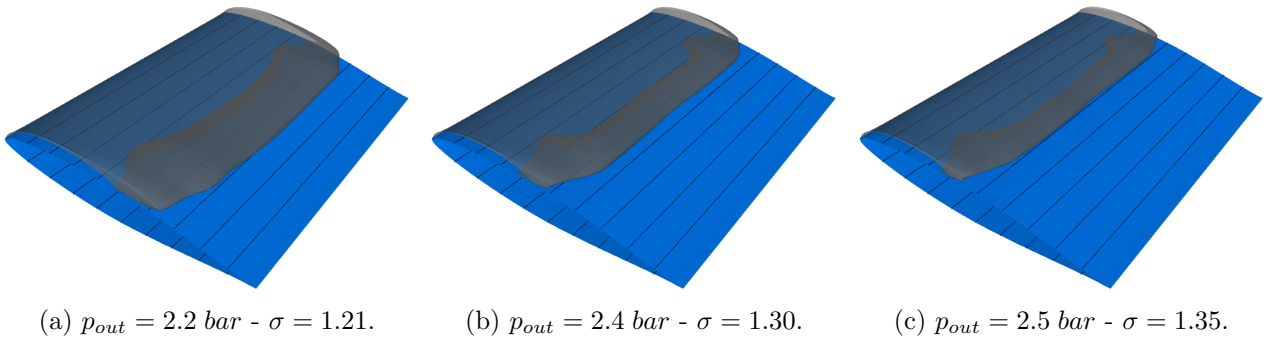


FIGURE III.9 – Isosurface à 10% de la moyenne du taux de vide - $C_{ref} = 20 \text{ m.s}^{-1}$.

Un autre moyen d'observer via des simulations la taille de la poche est un diagramme spatio-temporel de l'évolution du maximum du taux de vide le long de la corde du profil de l'hydrofoil (cf. Fig. III.10). Pour construire ces diagrammes, on s'intéresse au plan médian de l'hydrofoil. On parcourt ensuite chaque élément de surface le long du profil pour enfin déterminer le maximum du taux de vide sur une ligne perpendiculaire à chaque élément. En d'autres termes, on projette perpendiculairement le taux de vide de chaque élément fluide sur l'hydrofoil, on garde le maximum de ce taux de vide pour chaque élément du profil puis on trace son évolution en fonction du temps.

En plus de la taille de la poche, ces diagrammes permettent également de mesurer la fréquence de lâchers et d'avoir des informations supplémentaires sur le comportement de la poche (au niveau du plan médian). Expérimentalement, un capteur laser a été positionné perpendiculairement au profil, à 5% de la corde après la fermeture de la poche (cf. Fig. III.11). Ce capteur permet de mesurer la fréquence de passage des lâchers des structures cavitantes.

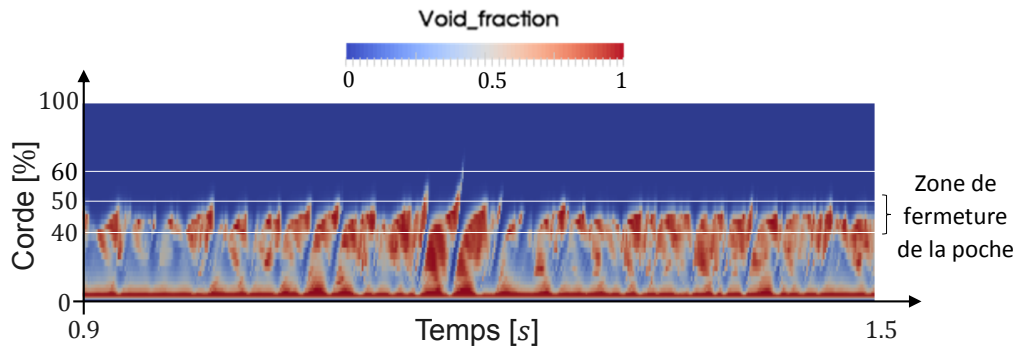
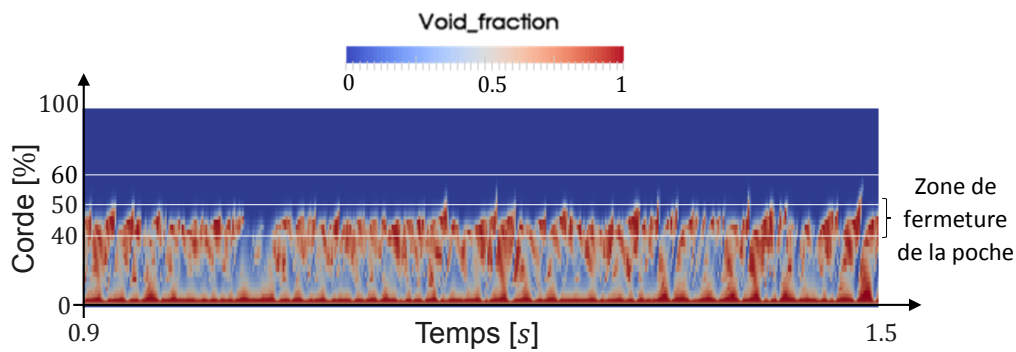

 (a) $C_{ref} = 20 \text{ m.s}^{-1} - \sigma = 1.35$.

 (b) $C_{ref} = 30 \text{ m.s}^{-1} - \sigma = 1.35$.

FIGURE III.10 – Diagrammes spatio-temporels de l'évolution du maximum du taux de vide à différentes vitesses - maillage moyen.

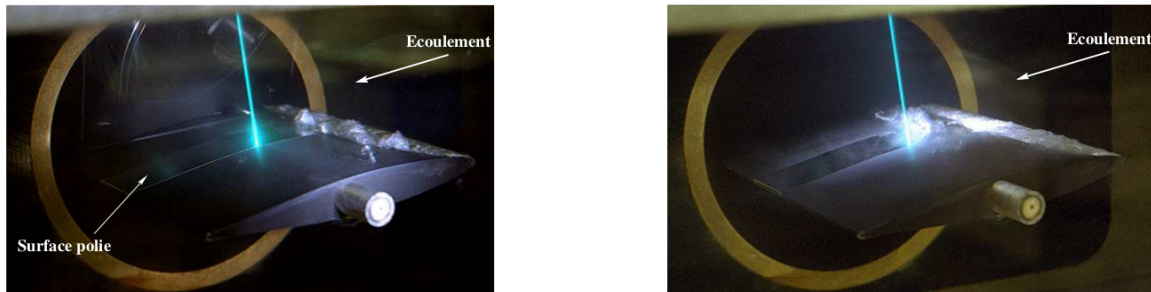


FIGURE III.11 – Photographies du passage d'une cavité à travers le faisceau laser [Pereira, 1997].

Numériquement, on mesure cette fréquence de lâchers en utilisant deux méthodes. La première méthode (méthode 1) consiste à calculer la Transformée de Fourier Discrète (DFT) de σ à l'entrée du tunnel de cavitation et à prendre la fréquence principale. Les implosions et créations des structures cavitantes ont un effet sur la pression à l'entrée du tunnel. En regardant l'évolution de cette dernière, on est en mesure d'évaluer le comportement dynamique de la poche.

La deuxième méthode (méthode 2) est proche de la mesure expérimentale : une sonde située à 5% de la corde après la fermeture de la poche évalue l'évolution du taux de vide. Cette sonde donne l'évolution du maximum du taux de vide sur une ligne perpendiculaire au profil, au niveau du plan médian et à 55% du profil. La fréquence du maximum du taux de vide mesurée par cette sonde est ensuite analysée et comparée à la valeur expérimentale. L'influence de la localisation de cette sonde est également analysée (cf. Fig. III.19 et III.18).

III.2.2.1 Influence des paramètres numériques

Sur la base des post-traitements décrits au paragraphe précédent, l'influence des paramètres numériques (discrétisation spatiale, temporelle et influence du modèle de vaporisation) est étudiée pour une vitesse d'écoulement de 15 m.s^{-1} . Expérimentalement, la fréquence de lâchers des structures cavitantes pour cette vitesse est de 100 Hz .

Discrétisation spatiale

Les résultats obtenus avec les maillages moyen et fin sont comparés à CFL équivalents (cf. Tab. III.2). Les conditions aux limites sont les mêmes, à savoir $C_{ref} = 15 \text{ m.s}^{-1}$ à l'entrée du tunnel cavitant et $p_{out} = 1.41 \text{ bar}$ à sa sortie ($\sigma_{amont} = 1.348$ pour le maillage moyen et 1.359 pour le fin). On rappelle que, dans le but de capter au mieux la fréquence de lâcher, 2.4 s sont simulées pour caractériser le comportement hydrodynamique. Dans ce temps, 0.6 s de temps transitoire est considérée pour s'assurer d'atteindre le régime cavitant établi (cf. Fig. III.12) puis 1.8 s sont post-traitées pour obtenir la fréquence de lâchers et la taille de la poche.

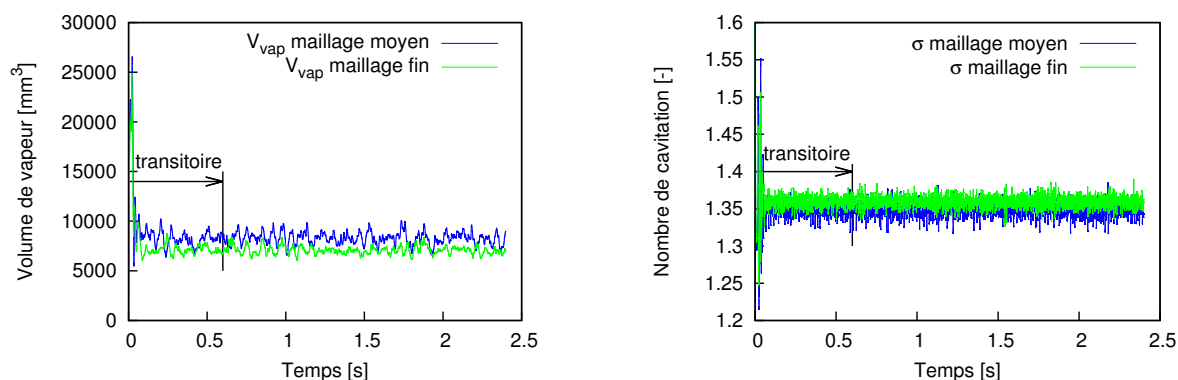


FIGURE III.12 – Variation du volume de vapeur dans le domaine de calcul et du nombre de cavitation moyen en entrée du tunnel pour chacun des maillages au cours du temps - $C_{ref} = 15 \text{ m.s}^{-1}$.

La première comparaison se fait sur la taille de la poche. La figure III.13 montre la moyenne du taux de vide à 10% pour chacun des maillages. Aucune différence n'est observée quant à la zone de fermeture de la poche de cavitation.

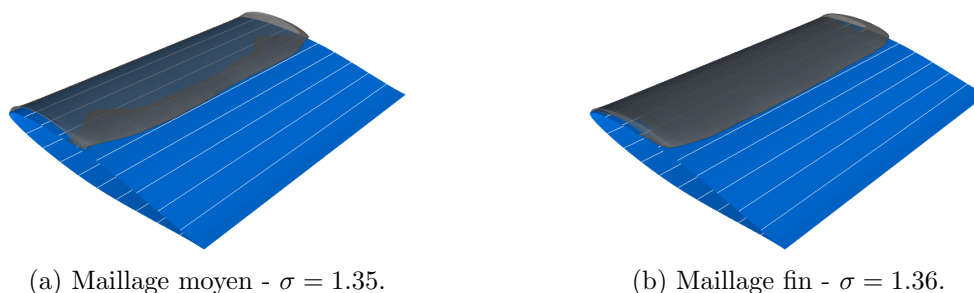


FIGURE III.13 – Visualisation du taux de vide moyen à 10% pour les deux maillages utilisés - $C_{ref} = 15 \text{ m.s}^{-1}$.

La différence de comportement de la poche de cavitation pour les deux maillages utilisés est visible sur la figure III.14. En utilisant les mêmes conditions aux limites, on remarque bien une même longueur de poche pour les deux maillages considérés. Néanmoins, le comportement dynamique de

la poche semble différent. L'analyse fréquentielle et du coefficient σ va permettre de quantifier cette différence de comportement.

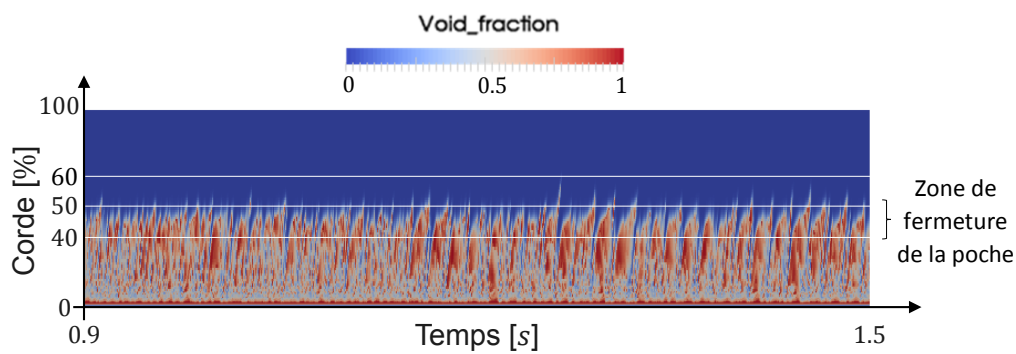
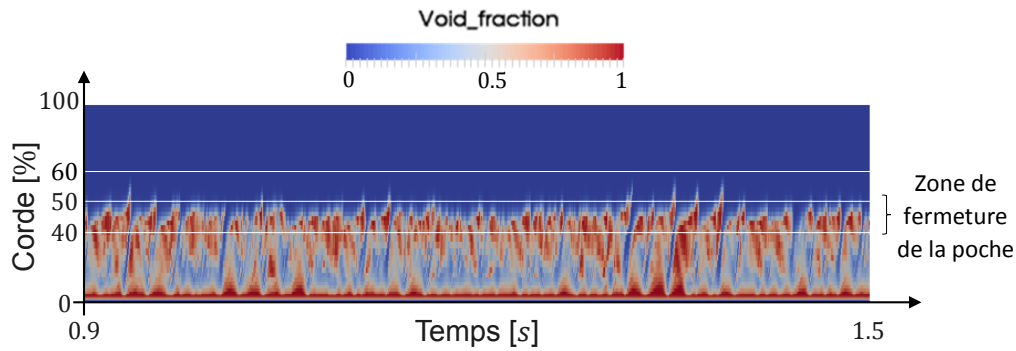


FIGURE III.14 – Diagrammes spatio-temporels de l'évolution du maximum du taux de vide pour les deux maillages - $C_{ref} = 15 m.s^{-1}$.

La méthode 1 (DFT sur σ) est mise en place pour chacun des maillages (cf. Fig. III.15) afin de comparer les fréquences de lâcher des structures cavitantes. Celles-ci sont relativement proches (10% de différence) et sont comparables à la fréquence de lâchers expérimentale ($\sim 100 Hz$) avec 1% de différence pour le maillage fin et 12% pour le maillage moyen.

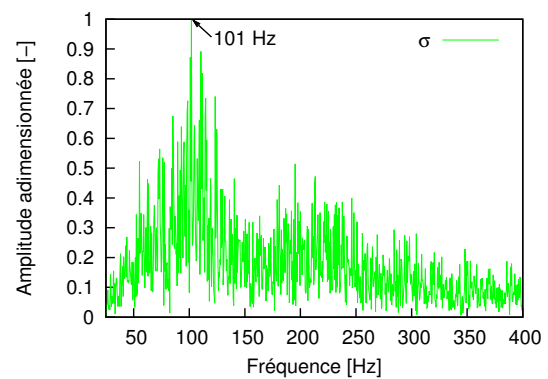
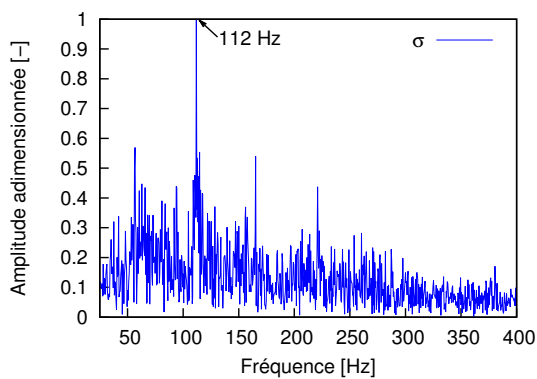


FIGURE III.15 – Transformée de Fourier Discrète du nombre de cavitation à l'amont pour chacun des maillages - $C_{ref} = 15 m.s^{-1}$.

Dans le but de se rapprocher de la méthode expérimentale, la méthode 2 (sonde indiquant le maximum du taux de vide sur une ligne perpendiculaire au profil, au niveau du plan médian et à 55% de la corde) est également utilisée sur chacun des maillages (cf. Fig. III.16 et III.17).

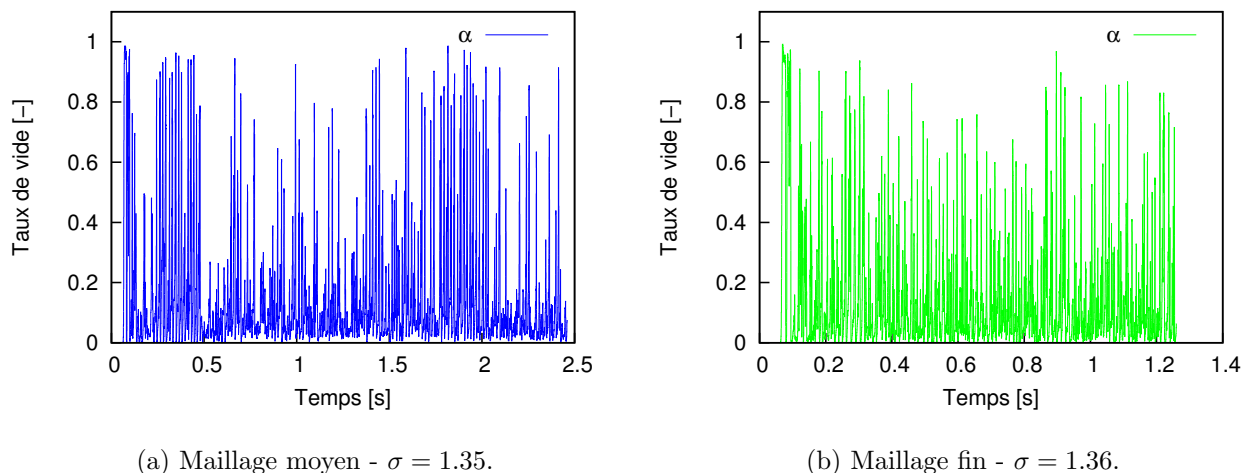


FIGURE III.16 – Variation du maximum du taux de vide à 55% de la corde du plan médian pour chacun des maillages au cours du temps - $C_{ref} = 15 \text{ m.s}^{-1}$.

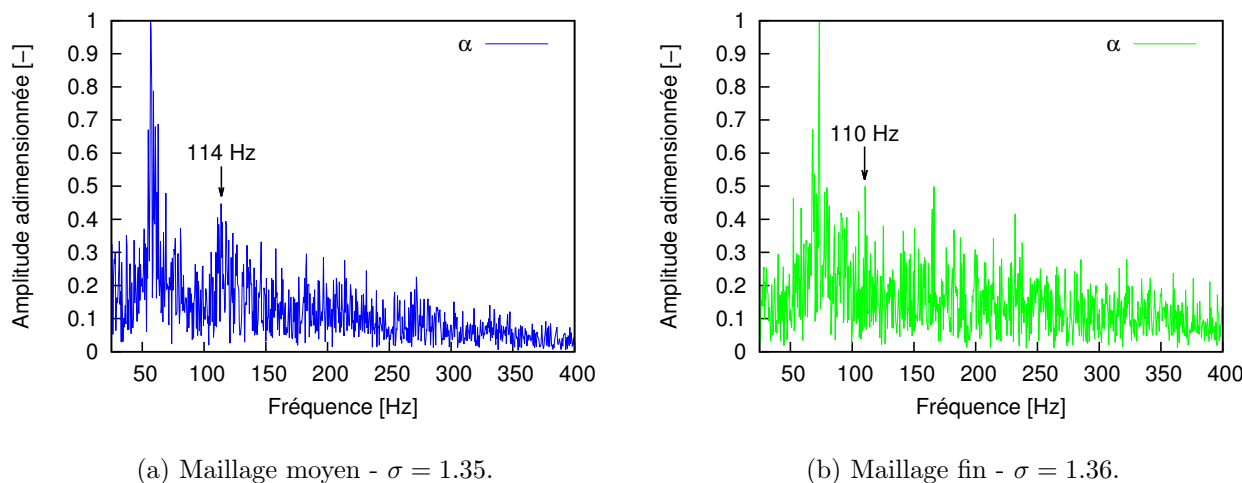


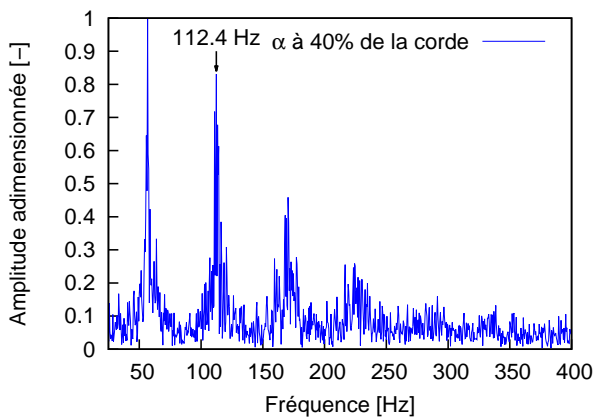
FIGURE III.17 – Transformée de Fourier Discrète du maximum du taux de vide à 55% de la corde du plan médian pour chacun des maillages - $C_{ref} = 15 \text{ m.s}^{-1}$.

On s'aperçoit alors qu'en prenant la deuxième fréquence du signal obtenu avec une méthode s'apparentant à la méthode expérimentale (méthode 2), les résultats concordent avec ceux obtenus via le signal en pression en entrée et coïncident avec les résultats expérimentaux à 10% près. Une bonne approximation des fréquences de lâchers expérimentales est obtenue pour toutes les vitesses d'écoulement considérées (cf. §III.2.2.2). Le maillage moyen semble donc suffisant pour permettre une bonne caractérisation hydrodynamique du comportement de la poche de cavitation.

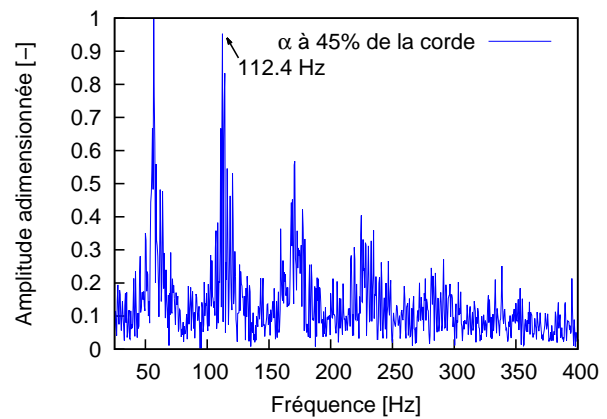
Position de la sonde selon la corde

La figure III.18 montre l'influence de la position du capteur suivant la corde du profil. On rappelle que σ est calé pour avoir la meilleure approximation possible de la longueur de poche. Pour un σ plus grand ($\sigma = 1.44$) que celui utilisé dans le reste de l'étude ($\sigma = 1.35$) et menant à une fermeture de la poche à 45% du profil, il apparaît que plus on s'éloigne de la fermeture de la poche, plus la deuxième fréquence prend de l'importance par rapport à la première. On a également constaté que l'amplitude du signal capté à 40% de la corde est plus importante que celle à 45% et qu'il décroît encore dès que l'on s'éloigne de la fermeture de la poche.

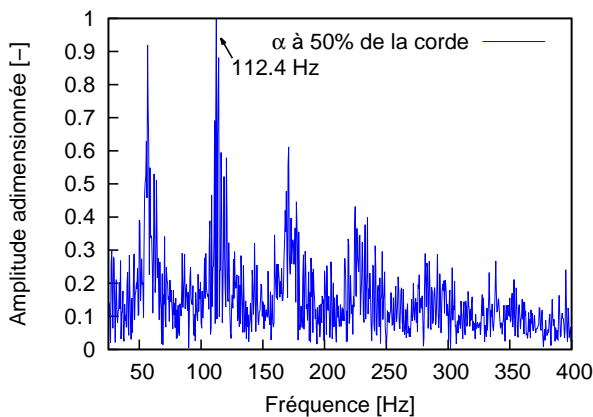
Pour le cas $\sigma = 1.35$, avec une fermeture de la poche proche de 49%, l'éloignement du capteur n'a pas changé l'importance entre ces deux fréquences (cf. Fig. III.17a). Cette valeur de σ est conservée car elle mène à de meilleures comparaisons entre l'intensité de cavitation prévue sur l'hydrofoil et les données expérimentales tout en garantissant une bonne longueur de poche. La fréquence de lâchers est mesurée via les méthodes 1 et 2 (cf. §III.2.2).



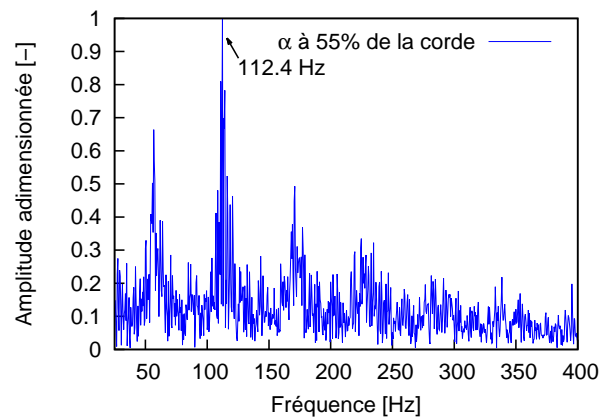
(a) Capteur à 40% de la corde et à mi-envergure.



(b) Capteur à 45% de la corde et à mi-envergure.



(c) Capteur à 50% de la corde et à mi-envergure.

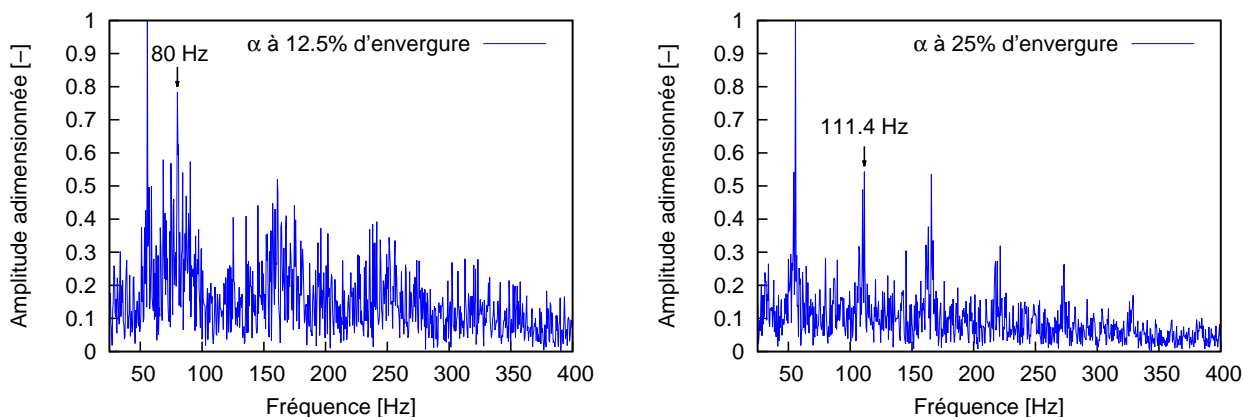


(d) Capteur à 55% de la corde et à mi-envergure.

FIGURE III.18 – Influence de la position suivant la corde du profil du capteur - maillage moyen - $C_{ref} = 15 m.s^{-1}$ - $\sigma = 1.44$.

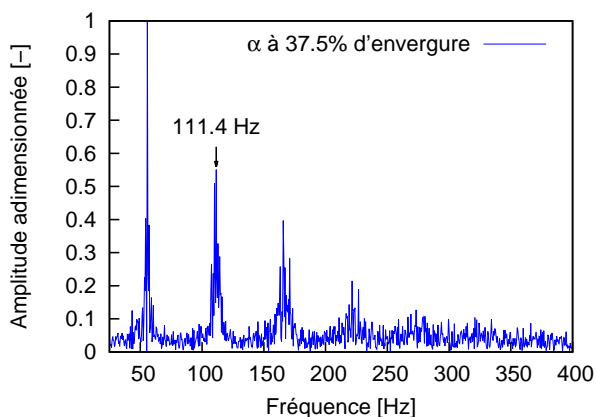
Position de la sonde selon l'envergure

La figure III.19 montre l'influence du calcul de la fréquence de lâchers suivant la position du capteur selon l'envergure. Des effets 3D apparaissent au niveau des bords de notre domaine (12.5% d'envergure) mais les résultats deviennent rapidement équivalents lorsque l'on se rapproche de la mi-envergure. La position dans l'envergure du capteur ne semble pas jouer un rôle essentiel dans la mesure de la fréquence de lâchers via la méthode 2.

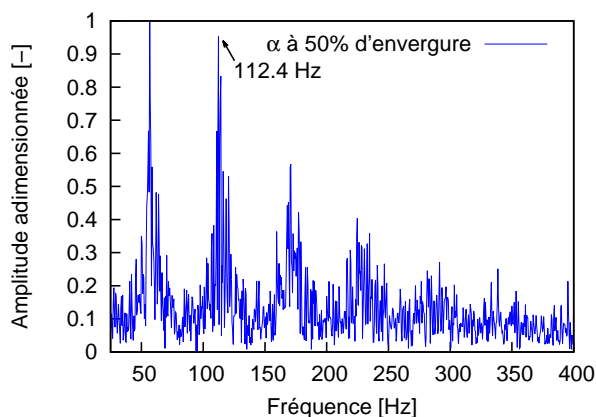


(a) Capteur à 45% de la corde et 12.5% d'envergure.

(b) Capteur à 45% de la corde et 25% d'envergure.



(c) Capteur à 45% de la corde et 37.5% d'envergure.



(d) Capteur à 45% de la corde et 50% d'envergure.

FIGURE III.19 – Évaluation des fréquences caractéristiques et influence de la position du capteur suivant l'envergure - maillage moyen - $C_{ref} = 15 \text{ m.s}^{-1}$ - $\sigma = 1.44$.

Discrétisation temporelle

La figure III.20 montre les comportements de la poche de cavitation en fonction du pas de temps. Pour ce faire, trois pas de temps différents ($\Delta t = 4, 2$ et $1 \mu\text{s}$) sont utilisés pour simuler l'écoulement cavitant sur le maillage moyen avec une vitesse d'entrée de 15 m.s^{-1} . On utilise toujours 2.4 s de temps physique de l'écoulement, dont 0.6 s de temps transitoire.

On peut remarquer que la taille de la poche de cavitation et son comportement au cours du temps restent quasiment invariants en changeant le Δt , même si le comportement périodique est plus clair avec le pas de temps le plus petit. Si on compare les fréquences de lâchers en utilisant la méthode 1 (DFT de l'évolution de σ à l'entrée du tunnel), on s'aperçoit que les fréquences caractéristiques mesurées via ces différents pas de temps restent équivalentes (cf. Fig III.21).

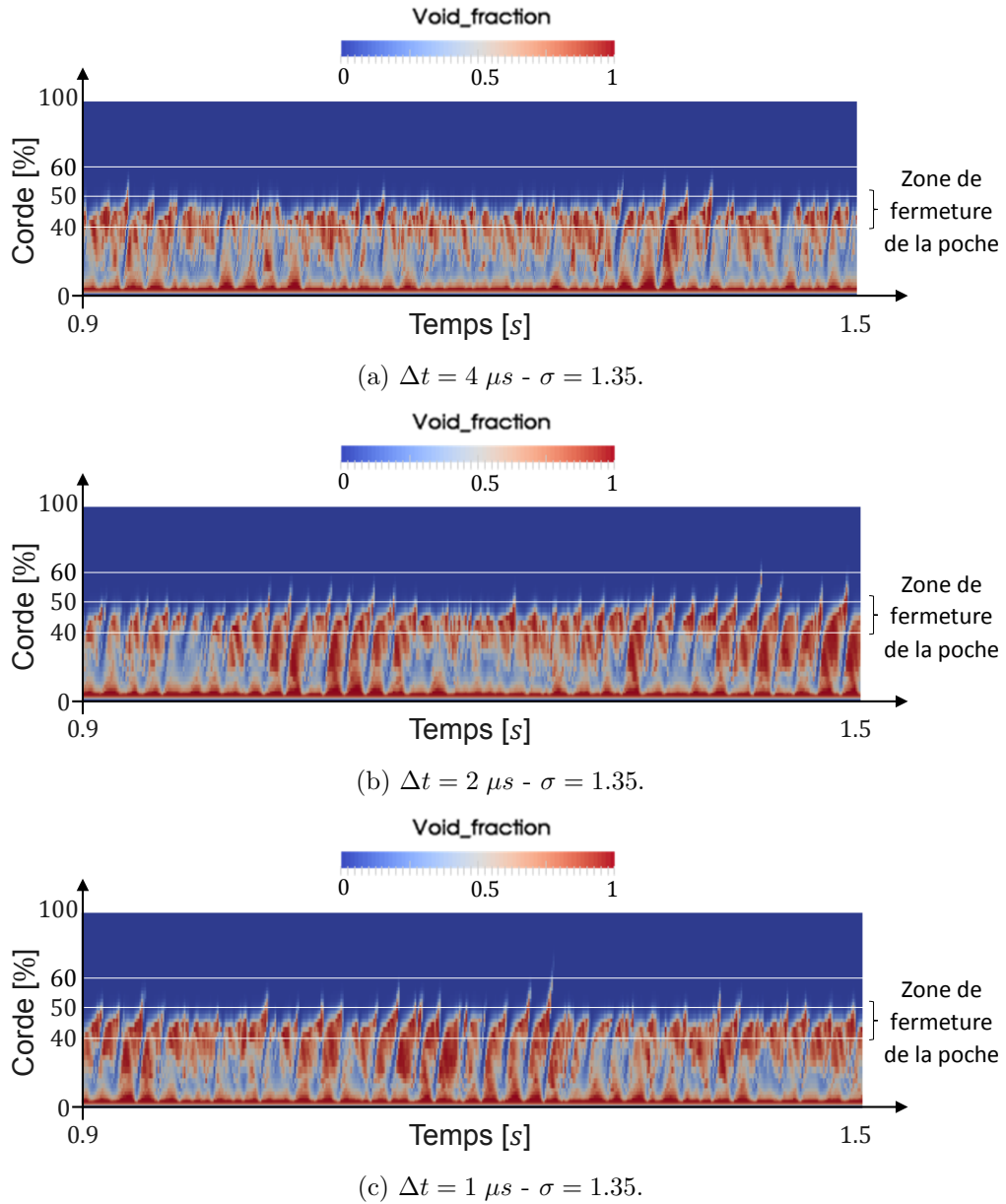


FIGURE III.20 – Diagrammes spatio-temporels de l'évolution du maximum du taux de vide pour différents pas de temps avec le maillage moyen - $C_{ref} = 15 m.s^{-1}$.

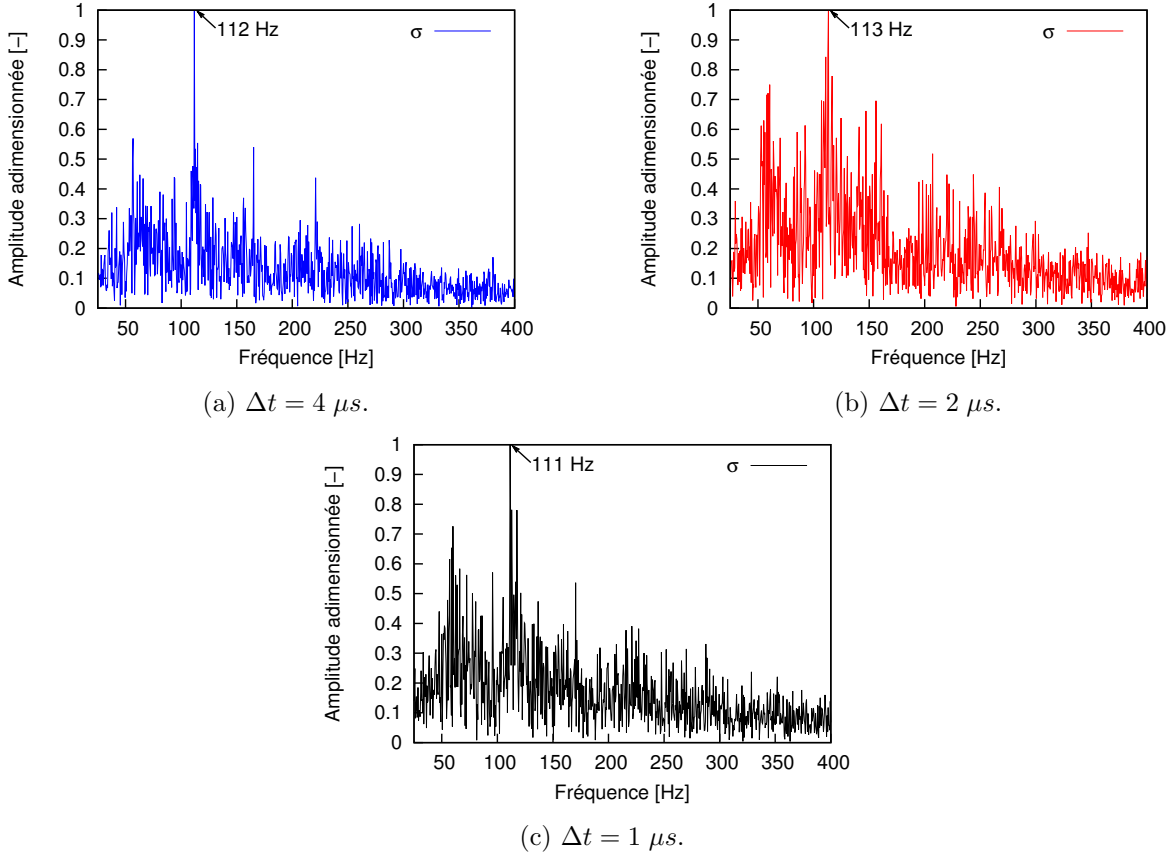


FIGURE III.21 – Transformée de Fourier Discrète du nombre de cavitation pour le maillage moyen pour trois pas de temps - $C_{ref} = 15 m.s^{-1}$.

Influence de C_{prod} et de C_{dest}

L'influence des paramètres du modèle de cavitation (C_{prod} et C_{dest}) est également analysée. Le tableau III.3 résume les résultats des différentes simulations effectuées pour l'étude de cette influence. Dans ce tableau, les fréquences de lâcher sont définies par la méthode la plus proche de l'expérimentale (méthode 2) et le lieu de fermeture de la poche est défini grâce à la moyenne à 10% du taux de vide. Ces simulations sont réalisées en gardant les paramètres C_{ref} ($15 m.s^{-1}$) et p_{out} ($1.41 bar$) constants.

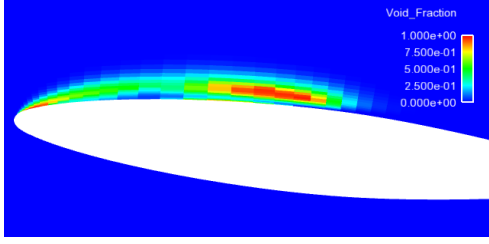
C_{prod} [-]	C_{dest} [-]	σ [-]	Lieu de fermeture de la poche [%]	Fréquence de lâcher [Hz]
10^6	50	1.348	49	118
10^5	50	1.348	49	116
$5 \cdot 10^4$	50	1.348	49	114
10^4	50	1.348	49	114
10^3	50	1.348	49	118
10^4	500	1.346	45	130
10^4	5	1.353	62	88

TABEAU III.3 – Influence de C_{prod} et de C_{dest} sur les paramètres de l'écoulement cavitant - maillage moyen - $C_{ref} = 15 m.s^{-1}$.

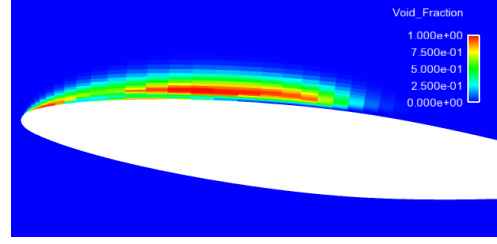
On remarque que diminuer C_{dest} augmente la taille de la poche de cavitation tout en diminuant les fréquences de lâcher. Par contre, C_{prod} n'a pas d'effet notable sur le comportement moyen de la

poche. En changeant C_{prod} , la fréquence de lâchers change légèrement et le comportement à un point du cycle de lâcher donné n'est pas le même (cf. Fig. III.22).

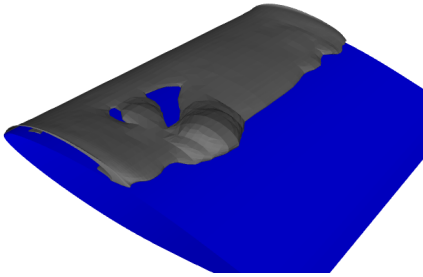
La figure III.22 montre que plus C_{prod} est grand, plus le taux de vide dans la poche est grand.



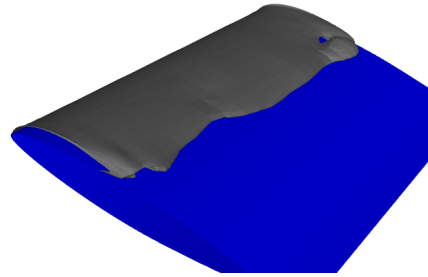
(a) Taux de vide sur le plan médian - $C_{prod} = 10^3$.



(b) Taux de vide sur le plan médian - $C_{prod} = 10^6$.



(c) Taux de vide à 10% - $C_{prod} = 10^3$.



(d) Taux de vide à 10% - $C_{prod} = 10^6$.

FIGURE III.22 – Influence de C_{prod} dans le comportement de la poche autour de l'hydrofoil à un point du cycle de lâcher donné - $C_{ref} = 15 \text{ m.s}^{-1}$ - $C_{dest} = 50$.

Un test est effectué en diminuant C_{dest} pour permettre d'obtenir les mêmes σ entre les simulations et les données expérimentales (cf. Fig. III.23).

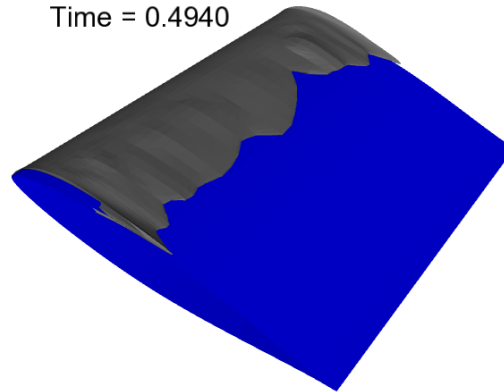


FIGURE III.23 – Visualisation du taux de vide à 10% pour une taille de poche et un σ équivalent à l'expérimental (1.59) - $C_{prod} = 10^4$ - $C_{dest} = 7$ - $C_{ref} = 15 \text{ m.s}^{-1}$.

Cette simulation (avec $C_{dest} = 7$) donne des résultats non physiques. On peut s'apercevoir que des lâchers apparaissent, mais qu'ils sont très fins et que la forme de la poche a des discontinuités trop importantes.

On doit signaler que le type de modèle de cavitation implémenté dans *Code_Saturne* a fait l'objet d'études théoriques approfondies concernant la cohérence physique du point de vue de la thermodynamique [Goncalves et Fortes-Patella, 2009]. L'étude montre que ce type de modèle de cavitation

n'est malheureusement pas adéquat et des travaux futurs (sortant du cadre et de l'objectif de la présente thèse) doivent être menés pour améliorer les simulations des écoulements cavitants.

Pour le reste de nos simulations, on utilise $C_{prod} = 10^4$ et $C_{dest} = 50$ avec lesquels les résultats (à savoir, la longueur de poche et la fréquence de lâchers) sont en bon accord avec les observations expérimentales.

III.2.2.2 Influence de la vitesse de l'écoulement

L'influence de la vitesse est étudiée sur le maillage moyen. La comparaison entre le nombre de cavitation expérimental (σ_{exp}) et celui numérique (σ_{CFD}) est donnée dans le tableau III.4 ainsi que les fréquences de lâcher expérimentales ($f_{c_{exp}}$) et numériques ($f_{c_{CFD}}$) et la taille de la poche (l_{exp}/L et l_{CFD}/L).

C_{ref} [$m.s^{-1}$]	Δt [μs]	σ_{exp} [-]	σ_{CFD} [-]	$f_{c_{exp}}$ [Hz]	$f_{c_{CFD}}$ [Hz]	l_{exp}/L [%]	l_{CFD}/L [%]	$S_{t_{exp}}$ [-]	$S_{t_{CFD}}$ [-]
15	4	1.59	1.35	100	114	40	40	0.26	0.30
20	3	1.60	1.35	145	158	40	40	0.29	0.32
25	2.4	1.62	1.35	190	182	40	40	0.30	0.29
30	2	1.63	1.35	230	221	40	40	0.31	0.29

TABLEAU III.4 – Description des cas étudiés pour le maillage moyen.

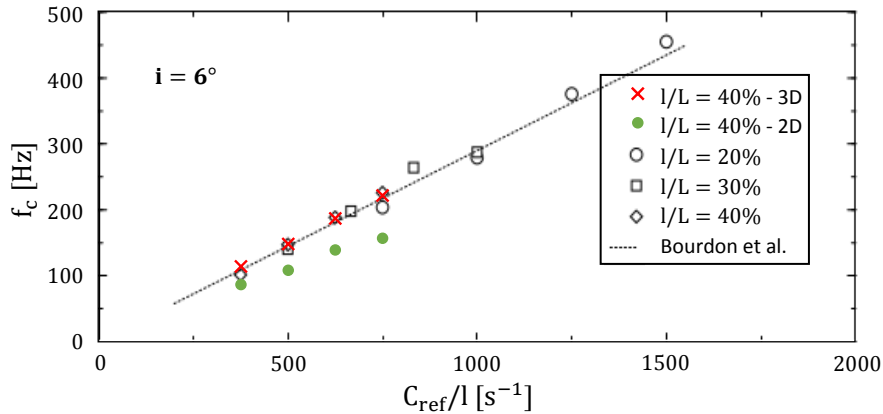


FIGURE III.24 – Fréquence de lâchers en utilisant la DFT du signal de σ en entrée pour le maillage moyen et 2D - Comparaison avec les résultats expérimentaux [Pereira, 1997] - L représente la longueur de la corde et l celle de la poche de cavitation.

La figure III.24 prouve la nécessité des calculs 3D. En regardant les résultats pour le maillage moyen, on peut dire que le comportement simulé de la poche de cavitation est en accord avec les résultats expérimentaux. Une comparaison du nombre de Strouhal (S_t , cf. éq. III.13) entre l'expérimental et le numérique nous ramène bien à des valeurs caractéristiques pour ces écoulements ($S_t = 0.3$).

$$S_t = \frac{l f_c}{C_{ref}}, \quad (III.13)$$

avec l la taille de la poche, f_c la fréquence de lâchers et C_{ref} la vitesse de l'écoulement.

La longueur de la poche et la fréquence de battement simulées étant en bon accord avec les données expérimentales, une étude de l'intensité de cavitation sur l'hydrofoil est alors menée avec les mêmes conditions initiales utilisées pour la caractérisation du comportement hydrodynamique de l'écoulement.

III.2.3 Prédiction de l'intensité de cavitation

Après une validation du comportement hydrodynamique de la poche de cavitation, le modèle de prédiction de l'intensité de cavitation (cf. §III.1.2) est appliqué au NACA 65012. Tout comme pour l'analyse du comportement hydrodynamique, l'influence des paramètres numériques est d'abord étudiée avant de regarder celle de la vitesse de l'écoulement.

L'intensité de cavitation est enregistrée numériquement à chaque pas de temps pour une durée de 0.78 s (195 000 itérations avec $\Delta t = 4 \mu s$). On a alors 2.4 s de simulation sans prédiction de l'intensité de cavitation, afin d'étudier le comportement hydrodynamique de l'écoulement sur plusieurs pas de temps, puis 0.78 s avec cette prédiction.

III.2.3.1 Influence des paramètres numériques

L'influence de la discrétisation spatiale et temporelle ainsi que celle de la définition de l'intensité de cavitation (cf. éq. (III.7)) sont étudiées pour une vitesse de $15 m.s^{-1}$ et une pression de sortie de 1.41 bar menant à $\sigma = 1.35$ pour le maillage moyen et 1.36 pour le fin.

Comparaison des différents termes de la puissance cavitante

Dans ce paragraphe, la définition de l'intensité de cavitation est prise dans son intégralité. $\mathcal{P}_{cav}/V_{cell}$ est définie par l'équation (III.7), rappelée ci-dessous.

$$\frac{\mathcal{P}_{cav}}{V_{cell}} = -\frac{1}{V_{cell}} \frac{dE_{cav}}{dt} = \frac{\mathcal{P}_\alpha}{V_{cell}} + \frac{\mathcal{P}_p}{V_{cell}},$$

avec :

$$\begin{cases} \frac{\mathcal{P}_\alpha}{V_{cell}} = -(p - p_{sat}) \frac{\rho}{\rho_l - \rho_v} \operatorname{div}(\underline{u}), \\ \frac{\mathcal{P}_p}{V_{cell}} = -\alpha \frac{dp}{dt}. \end{cases}$$

D'après les simulations réalisées (cf. Fig. III.25), on observe que \mathcal{P}_α est maximum en fermeture de poche, comme il est physiquement attendu. \mathcal{P}_p est lui maximum dans le milieu de la poche et au niveau du bord d'attaque. Il est même négatif dans la zone où l'érosion de cavitation est constatée expérimentalement.

Il est également possible de séparer \mathcal{P}_{mat} en deux composantes, l'une dépendant de \mathcal{P}_α et l'autre de \mathcal{P}_p que l'on note respectivement $\mathcal{P}_{mat}|_\alpha$ et $\mathcal{P}_{mat}|_p$.

$$I_{cav} = \frac{\mathcal{P}_{mat}}{\Delta S} = \frac{\mathcal{P}_{mat}|_\alpha}{\Delta S} + \frac{\mathcal{P}_{mat}|_p}{\Delta S},$$

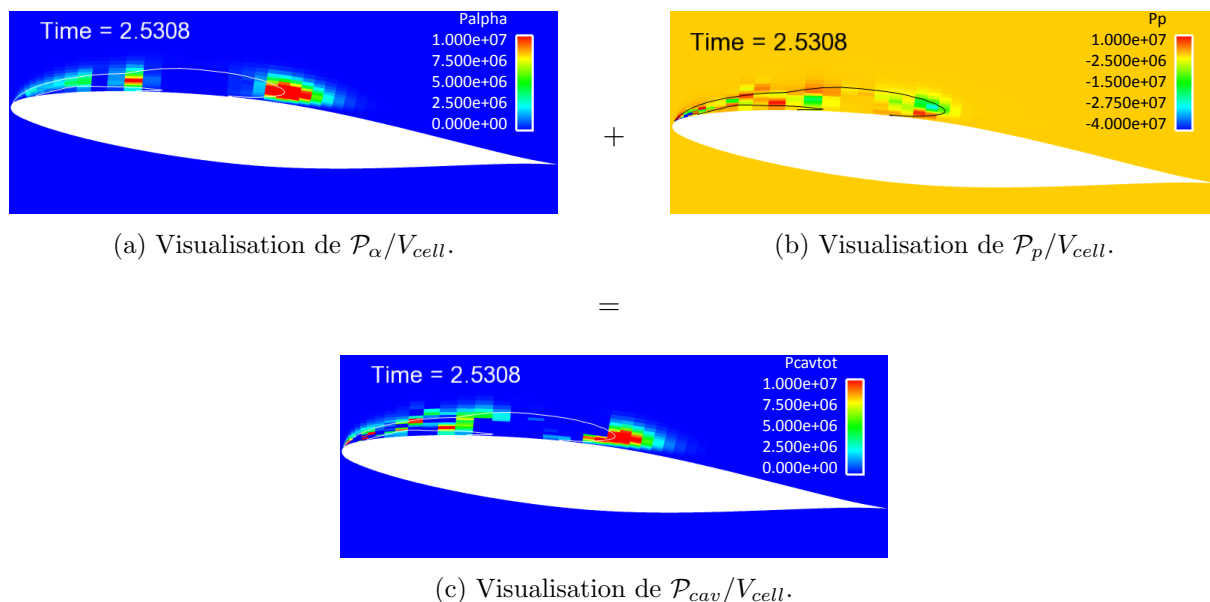


FIGURE III.25 – Visualisation de $\mathcal{P}_{cav}/V_{cell}$ (défini éq. III.7) au niveau du plan médian à un instant donné - $C_{ref} = 15 \text{ m.s}^{-1}$ - $\Delta t = 4 \mu\text{s}$.

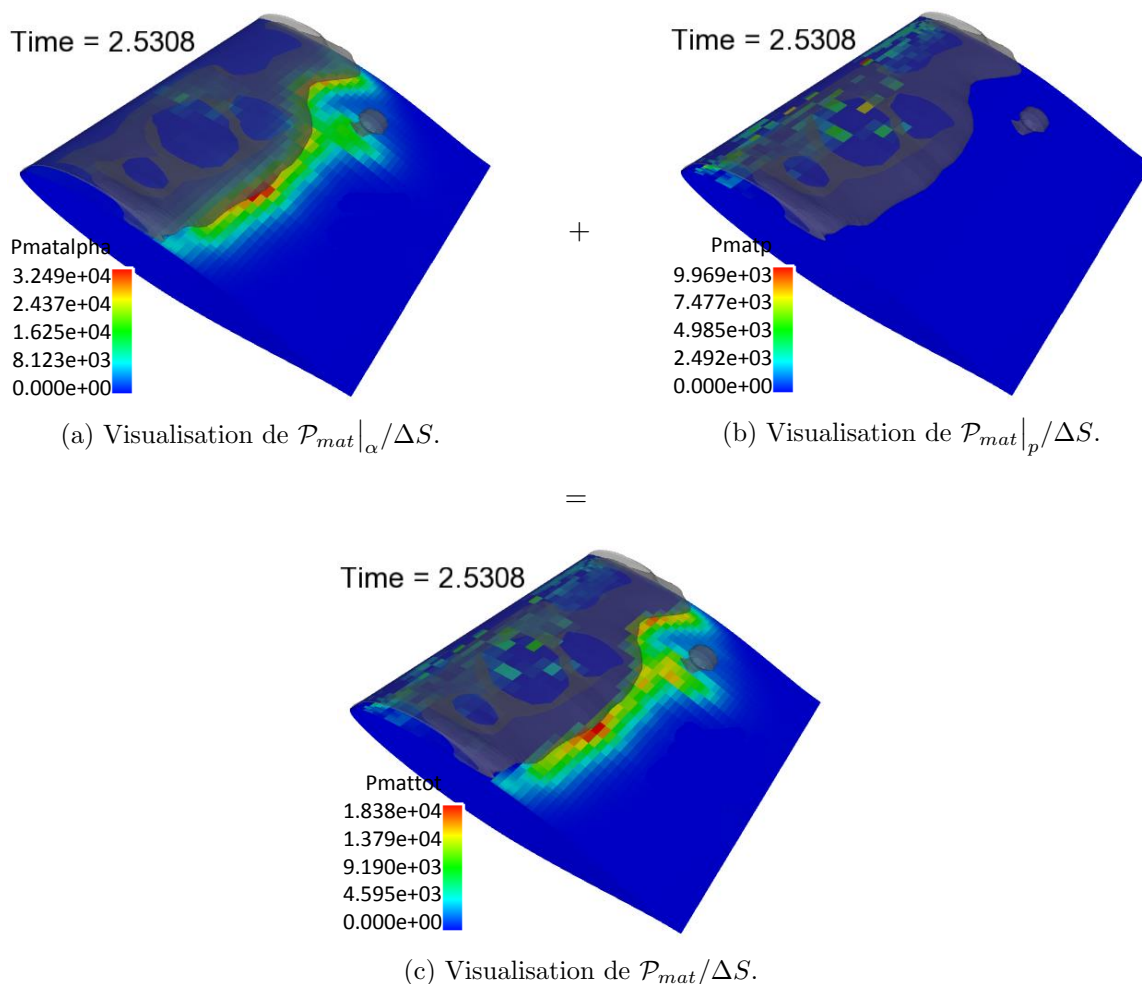


FIGURE III.26 – Visualisation de $\mathcal{P}_{mat}/\Delta S$ superposée à l'isosurface à 10% du taux de vide à un instant donné - $C_{ref} = 15 \text{ m.s}^{-1}$.

$$\text{avec : } \begin{cases} \frac{\mathcal{P}_{mat_j}|_\alpha}{\Delta S_j} = \frac{1}{\Delta S_j} \sum_{i/O_j M_i.n_j > 0} \frac{\Omega_{ij}}{4\pi} \mathcal{P}_{\alpha_i}, \\ \frac{\mathcal{P}_{mat_j}|_p}{\Delta S_j} = \frac{1}{\Delta S_j} \sum_{i/O_j M_i.n_j > 0} \frac{\Omega_{ij}}{4\pi} \mathcal{P}_{p_i}. \end{cases}$$

Comme précédemment, les résultats pour la partie dépendant de la dérivée de la pression vont au contraire du comportement attendu (cf. Fig. III.26). L'agressivité est prévue au bord d'attaque alors qu'une intensité négative peut être constatée au niveau de la fermeture de la poche. On s'aperçoit néanmoins que l'influence de ce terme reste mineure par rapport à celle de \mathcal{P}_α . Le calcul de l'intensité de cavitation moyenné en temps prenant en compte les deux termes a également été comparé aux calculs précédents.

$$\overline{I_{cav}} = \overline{I_{cav}|_\alpha} + \overline{I_{cav}|_p} = \overline{I_{cav}|_\alpha} + \overline{I_{cav}|_p}$$

$$\text{avec : } \begin{cases} \overline{I_{cav_j}|_\alpha} = \frac{1}{N} \left(\frac{1}{\Delta S_j} \sum_{i=1}^N (\mathcal{P}_{mat_j}|_\alpha - \mathcal{P}_{lim}) \right), \\ \overline{I_{cav_j}|_p} = \frac{1}{N} \left(\frac{1}{\Delta S_j} \sum_{i=1}^N (\mathcal{P}_{mat_j}|_p - \mathcal{P}_{lim}) \right), \end{cases} \quad \text{si } \mathcal{P}_{mat_j}|_\alpha + \mathcal{P}_{mat_j}|_p > \mathcal{P}_{lim}.$$

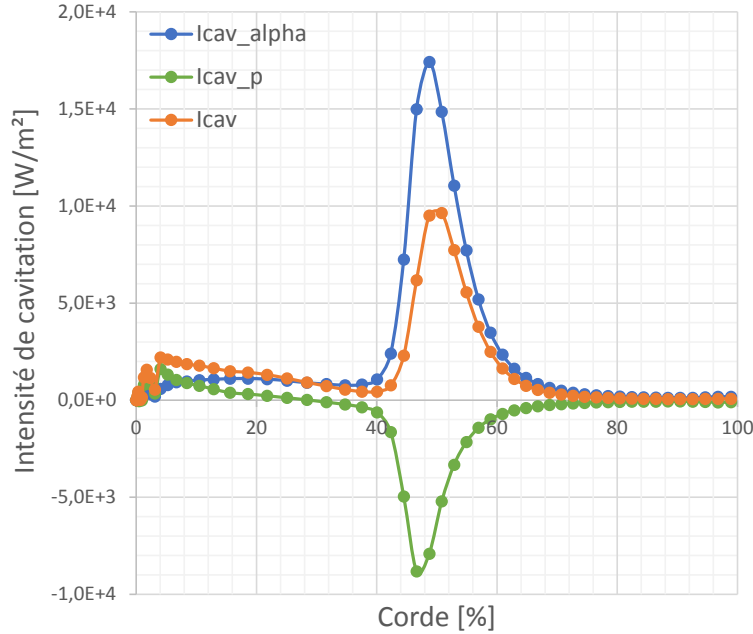


FIGURE III.27 – $\overline{I_{cav}}$ en fonction de la corde au niveau du plan médian pour $\mathcal{P}_{lim}/\Delta S = 0 \text{ W.m}^{-2}$ - $C_{ref} = 15 \text{ m.s}^{-1}$.

En comparant $\overline{I_{cav}}$ à $\overline{I_{cav}|_\alpha}$, on s'aperçoit que l'ajout de $\overline{I_{cav}|_p}$ n'a pas une grande influence sur la forme de la prévision de l'intensité de cavitation moyennée (cf. Fig. III.27). Le maximum de l'intensité est diminué et une prévision plus importante est faite au bord d'attaque et dans le milieu de la poche mais la zone de prévision de l'érosion ne change pas de façon significative et l'ordre de grandeur de l'intensité non plus.

On peut néanmoins remarquer que $\overline{I_{cav}}|_p$ va à l'opposé de ce que l'on attend physiquement (cf. Fig. III.28). L'érosion de cavitation se développe principalement à l'endroit où la poche se ferme et où les bulles implosent. Ces lieux sont ceux où $\overline{I_{cav}}|_p$ est négative et diminue donc l'intensité de cavitation.

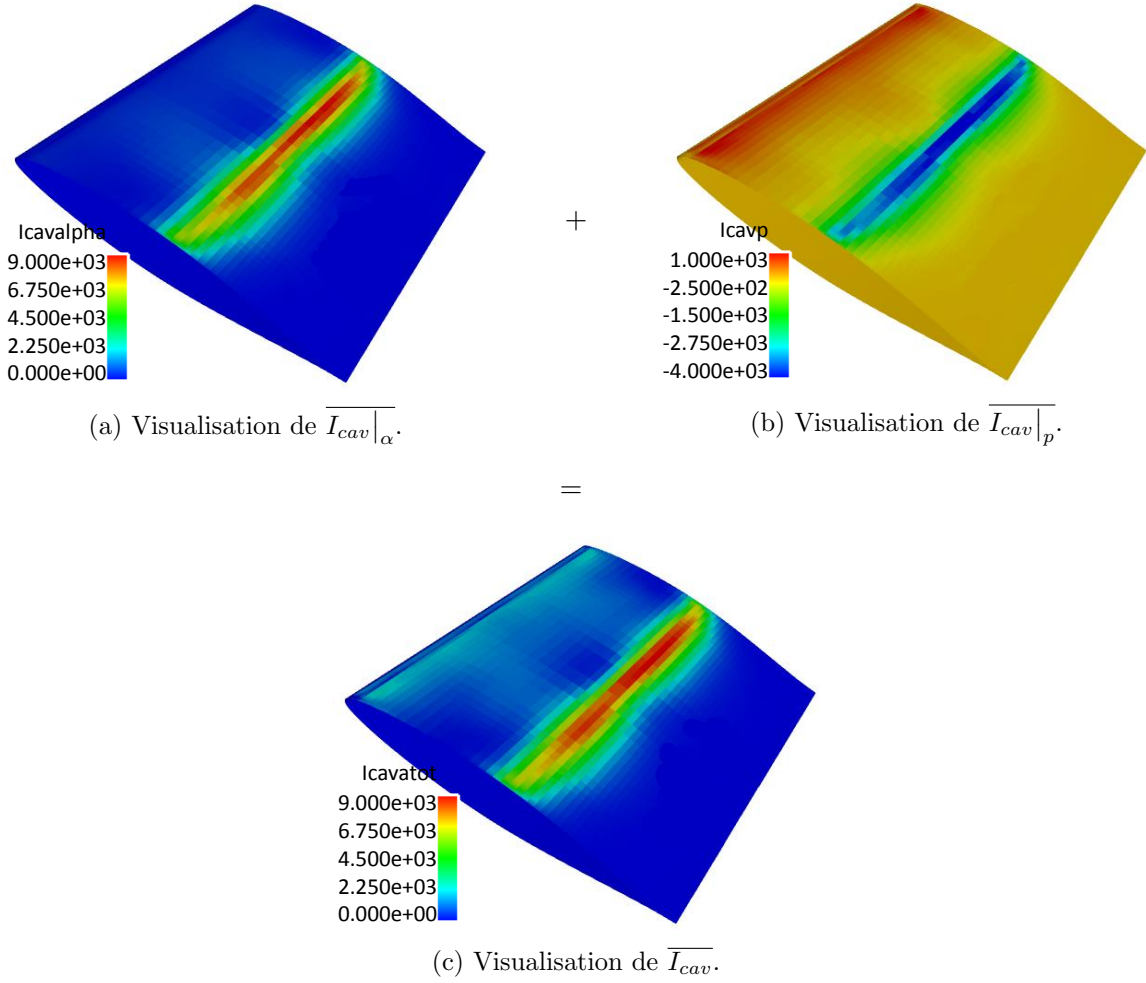


FIGURE III.28 – Visualisation de $\overline{I_{cav}}$ - $\mathcal{P}_{lim}/\Delta S = 0 \text{ W.m}^{-2}$ - $C_{ref} = 15 \text{ m.s}^{-1}$.

En se basant sur ces résultats, nous faisons l'hypothèse, tout comme par exemple [Flageul *et al.*, 2012], [Fortes-Patella *et al.*, 2013b], de ne considérer que la partie dépendant du taux de vide dans notre définition de l'intensité de cavitation (cf. éq. (III.11)). $\overline{I_{cav}}|_\alpha$ est notée $\overline{I_{cav}}$ dans un souci de simplification pour la suite du manuscrit.

Discretisation spatiale

Pour étudier l'influence du maillage, nous poursuivons l'étude avec l'intensité de cavitation négligeant \mathcal{P}_p (cf. éq. (III.11)). C'est tout d'abord l'intensité de cavitation instantanée dans le fluide qui est calculée pour les deux maillages considérés (cf. Fig. III.29). On peut remarquer que $\mathcal{P}_{cav}/V_{cell}$ est plus importante à la fermeture de la poche (où $d\alpha/dt$ atteint son maximum). La définition de la puissance de cavitation dans le fluide est rappelée ci-après :

$$\frac{\mathcal{P}_{cav}}{V_{cell}} = -(p - p_{sat}) \frac{d\alpha}{dt} = -(p - p_{sat}) \frac{\rho}{\rho_l - \rho_v} \text{div}(\underline{u}) \quad [W.m^{-3}].$$

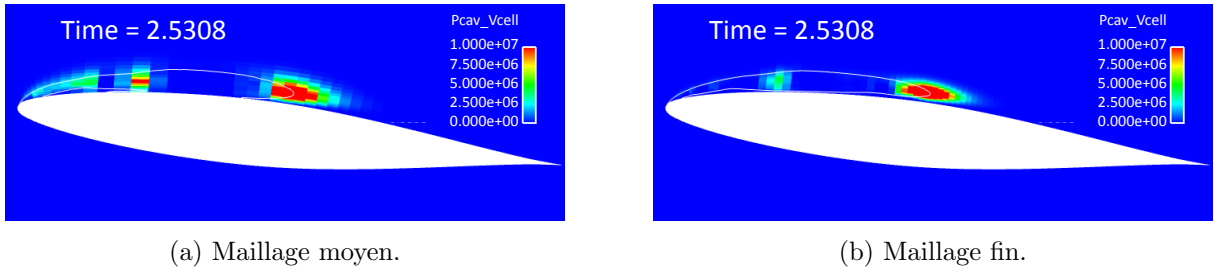


FIGURE III.29 – Visualisation de $\mathcal{P}_{cav}/V_{cell}$ au niveau du plan médian à un instant donné - $C_{ref} = 15 \text{ m.s}^{-1}$.

On projette ensuite (via l'angle solide) cette puissance sur l'hydrofoil pour calculer l'intensité de cavitation instantanée (cf. Fig. III.30).

$$I_{cav_j} = \frac{\mathcal{P}_{mat_j}}{\Delta S_j} = \frac{1}{\Delta S_j} \sum_{i/O_j M_i \cdot n_j > 0} \frac{\Omega_{ij}}{4\pi} \mathcal{P}_{cav_i} \quad [W.m^{-2}].$$

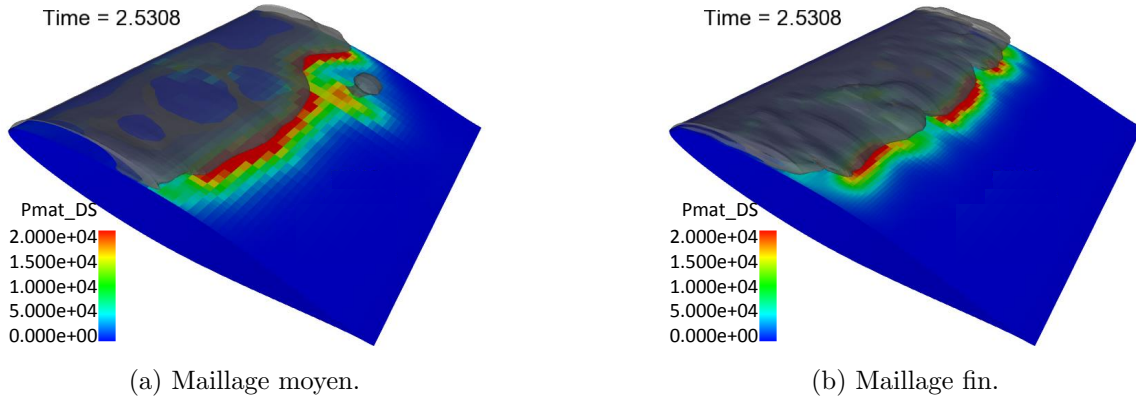


FIGURE III.30 – Visualisation de I_{cav} superposé à l'isosurface à 10% du taux de vide à un instant donné - $C_{ref} = 15 \text{ m.s}^{-1}$.

En utilisant un seuil (on prend $\mathcal{P}_{lim}/\Delta S = 0 \text{ W.m}^{-2}$ pour le moment), simulant le fait qu'une certaine quantité de puissance est nécessaire pour endommager le matériau, puis en moyennant, il est alors possible de déduire l'intensité de cavitation moyennée pour ces deux maillages (cf. Fig. III.31).

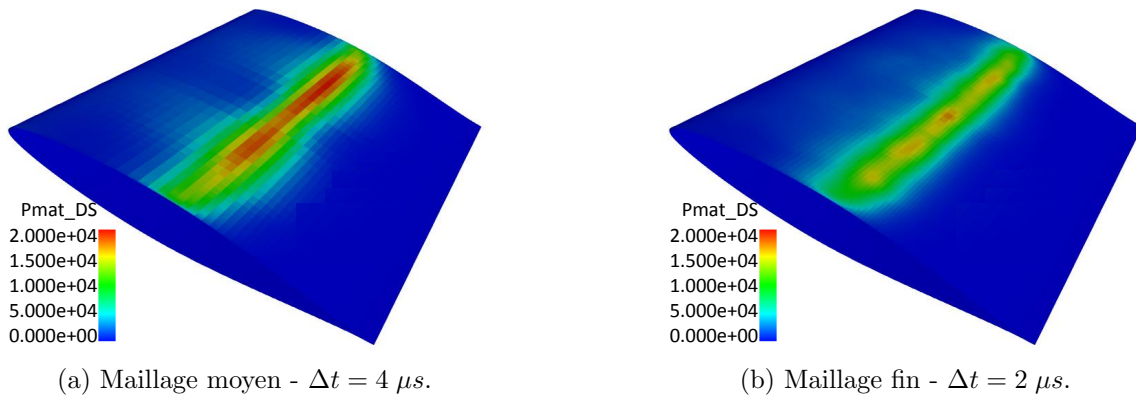
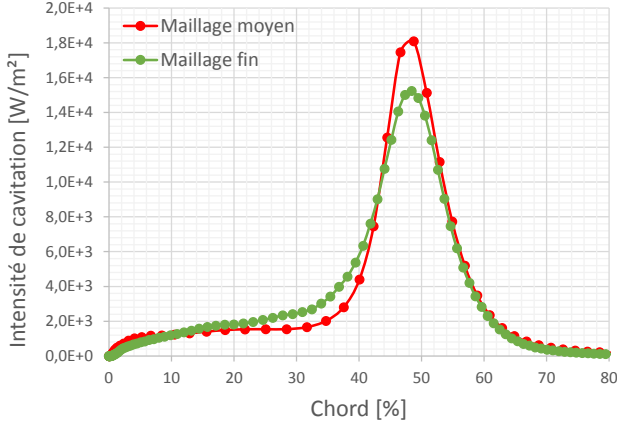


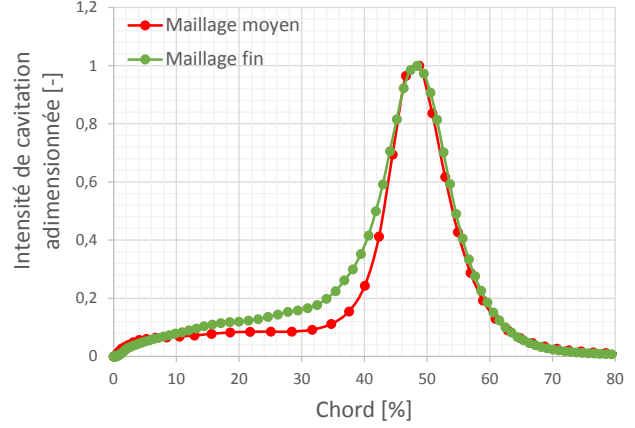
FIGURE III.31 – Visualisation de $\overline{I_{cav}}$ pour $\mathcal{P}_{lim}/\Delta S = 0 \text{ W.m}^{-2}$ - $C_{ref} = 15 \text{ m.s}^{-1}$.

$$\overline{I_{cav_j}} = \frac{1}{N} \left[\frac{1}{\Delta S_j} \sum_{i=1}^N (\mathcal{P}_{mat_j} - \mathcal{P}_{lim}) \right], \quad \text{si } \mathcal{P}_{mat_j} > \mathcal{P}_{lim}, \quad [W.m^{-2}].$$

En se plaçant sur le plan à mi-envergure, il est possible de tracer cette intensité de cavitation moyennée le long de la corde de l'hydrofoil pour chacun des maillages (cf. Fig. III.32).



(a) Comparaison des deux maillages.

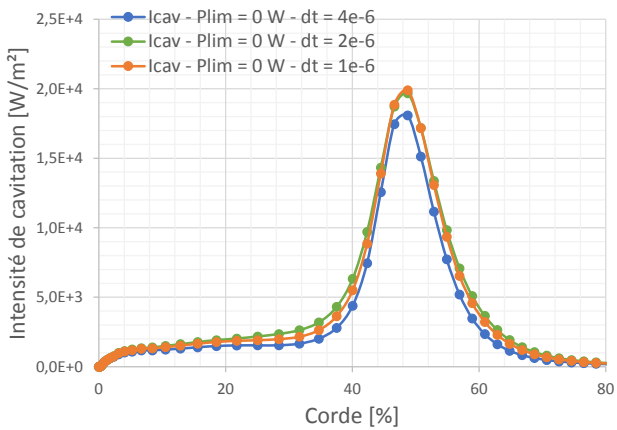


(b) Comparaison adimensionnelle des deux maillages.

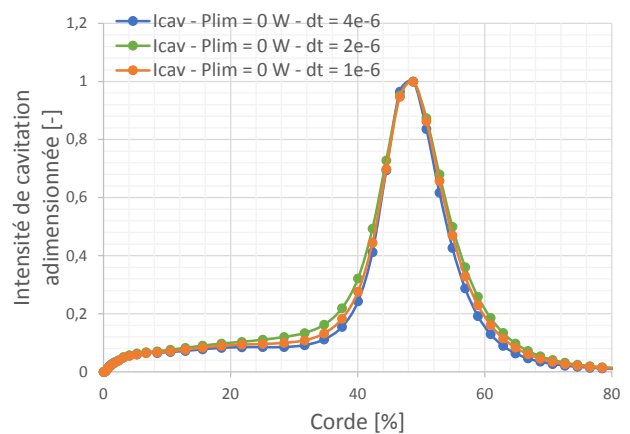
FIGURE III.32 – $\overline{I_{cav}}$ en fonction de la corde au niveau du plan médian pour $\mathcal{P}_{lim}/\Delta S = 0 W.m^{-2}$ - $C_{ref} = 15 m.s^{-1}$.

La prédiction de l'intensité de cavitation proche du bord d'attaque est plus faible avec le maillage moyen qu'avec le maillage fin. L'adimensionnalisation de l'intensité de cavitation se fait en divisant cette grandeur par sa valeur maximum, le but étant de comparer la forme de la prévision simulée. Malgré un écart de 23% dans la valeur du maximum, on observe que la forme et le lieu du maximum de cette prédiction restent équivalents.

Discretisation temporelle



(a) Comparaison dimensionnelle avec trois pas de temps différents.



(b) Comparaison adimensionnelle (divisée par le maximum de chacune des prédictions) avec trois pas de temps différents.

FIGURE III.33 – Intensité de cavitation moyennée en fonction de la corde au niveau du plan médian du maillage moyen pour différents pas de temps - $\mathcal{P}_{lim}/\Delta S = 0 W.m^{-2}$ - $C_{ref} = 15 m.s^{-1}$.

Une comparaison de la prédiction de l'intensité de cavitation en utilisant le maillage moyen et trois pas de temps différents (1, 2 et 4 μs) est également faite (cf. Fig. III.33).

Les résultats varient très peu (écart maxi de 10%) et la forme et le lieu de la zone d'érosion restent similaires. Un pas de temps de 4 μs (pour une vitesse incidente de 15 $m.s^{-1}$) est donc utilisé dans nos simulations pour raccourcir les temps de calcul.

III.2.3.2 Influence de la vitesse de l'écoulement

L'influence de la vitesse sur la prévision de l'intensité de cavitation est maintenant évaluée. Quatre vitesses (15, 20, 25 et 30 $m.s^{-1}$) sont simulées et la visualisation de l'intensité de cavitation sur le plan médian de l'hydrofoil est faite pour chacun des quatre cas (cf. Fig. III.34).

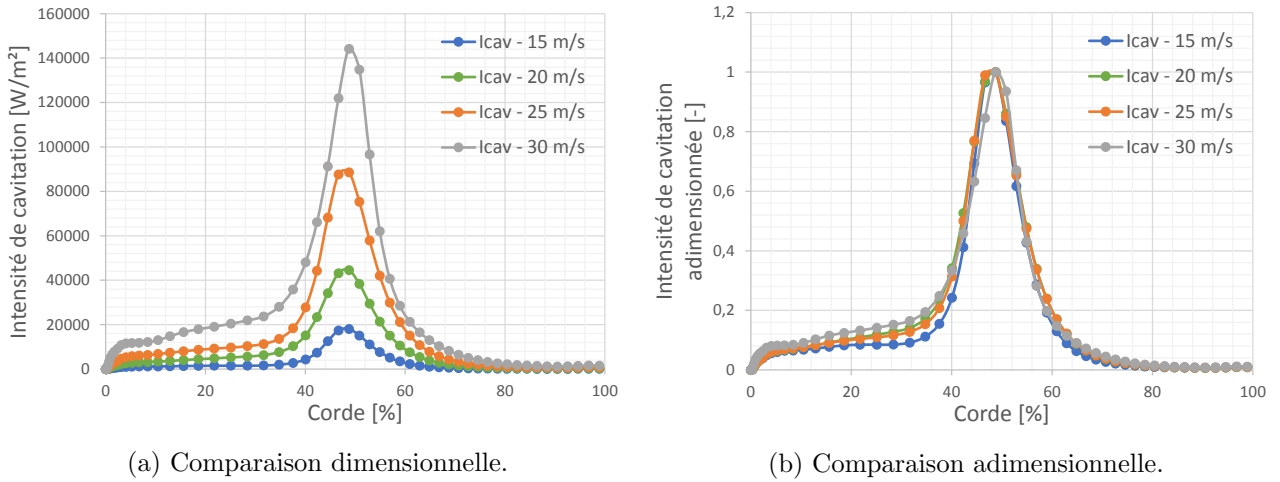


FIGURE III.34 – Intensité de cavitation moyennée en fonction de la corde au niveau du plan médian du maillage moyen pour différentes vitesses - $\mathcal{P}_{lim}/\Delta S = 0 W.m^{-2}$ - $\Delta t = 4, 3, 2.4$ et $2 \mu s$ respectivement pour $C_{ref} = 15, 20, 25$ et $30 m.s^{-1}$ - $\sigma = 1.35$.

On peut voir, en calant la même taille de poche pour chacune des vitesses (à savoir, une fermeture de poche à $\sim 49\%$ de la corde du profil) que lorsque la vitesse du fluide augmente (cf. Fig. III.34) :

- l'intensité prédite augmente,
- la localisation du maximum de l'intensité reste invariante, la forme de l'intensité de cavitation est identique adimensionnellement (cf. Fig. III.34b),
- l'étendue de corde soumise à une intensité supérieure à un seuil donné augmente.

Ces observations correspondent aux constatations expérimentales, ce qui conforte la pertinence du modèle d'intensité de cavitation proposé.

En traçant le maximum de l'intensité de cavitation sur le plan médian en fonction de la vitesse à taille de poche égale (cf. Fig. III.35), on trouve $\max(I_{cav}) = 5.3 C_{ref}^{3.01}$.

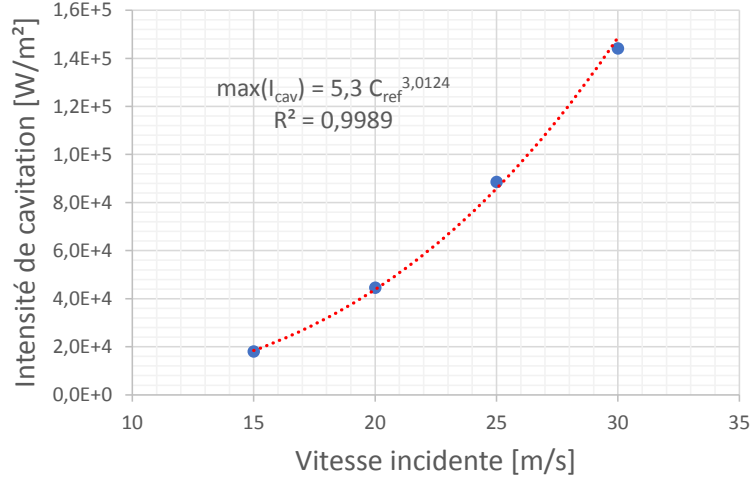


FIGURE III.35 – Maximum de l'intensité de cavitation sur le plan médian de l'hydrofoil en fonction de la vitesse incidente - $l/L = 40\%$.

En faisant une étude dimensionnelle de I_{cav} , on peut écrire :

$$\begin{aligned}
 [I_{cav}] &= [\mathcal{P}_{mat}/\Delta S] \\
 &= [\mathcal{P}_{cav}/\Delta S] \\
 &= [L] [p] [\text{div}(u)] \\
 &= [L] [\rho C_{ref}^2] [C_{ref}/L] \\
 &= [\rho] [C_{ref}]^3
 \end{aligned}$$

Le comportement général du modèle est donc cohérent avec cette adimensionnalisation. [Fortes-Patella, 2004] obtient, tout comme nous, des évolutions de l'intensité de cavitation en puissance 3 par rapport aux vitesses incidentes.

Le chargement du fluide ne pouvant être observé expérimentalement, des mesures de marquage, via le taux d'endommagement, ou d'érosion sont les seules données disponibles. Ce taux d'endommagement, V_d se définit comme le volume total des trous observés sur la surface endommagée, V_{trou} , divisé par la surface de l'échantillon analysé, ΔS , et par la durée du test effectué, Δt (cf. éq. (III.14)).

$$V_d = \frac{V_{trou}}{\Delta S \Delta t}, \quad [m.s^{-1}]. \quad (\text{III.14})$$

Dans la littérature [Fortes-Patella *et al.*, 2000], on peut trouver des corrélations entre la vitesse de l'écoulement et le taux d'endommagement V_d (cf. éq. (III.14)) de la forme :

$$V_d = C_{ref}^k,$$

avec des valeurs de k variant de 3 à 8.

[Franc *et al.*, 1995] s'intéresse au taux d'érosion suivant une loi de la même forme avec des valeurs de k s'étalant de 2 à 10, 6 restant la valeur la plus courante.

Expérimentalement, via la boucle Modulab (où la cavitation a lieu en sortie d'un diaphragme et où le marquage est mesuré sur un échantillon situé en aval de ce diaphragme), EDF a mesuré cette

corrélation et trouve des valeurs de k allant de 5.2 à 6.7 en utilisant différents matériaux, avec ou sans dépôt [Simoneau et Archer, 1996].

L'approche analytique de [Challier, 2002] propose de relier l'intensité de cavitation au taux d'endommagement, ou vitesse de marquage, (V_d) à l'aide d'un rendement (η^*) dépendant du carré de la vitesse. Cela conduit à une évolution du V_d en puissance 5 par rapport à la vitesse de l'écoulement dans nos études. Cette valeur est en accord avec les dispersions expérimentales.

III.2.3.3 Influence de \mathcal{P}_{lim}

L'influence du seuil, $\mathcal{P}_{lim}/\Delta S$, est également étudiée. Pour ce faire, quatre valeurs de seuils différentes sont simulées, $5 \cdot 10^3$, $1 \cdot 10^4$, $2 \cdot 10^4$ et $3 \cdot 10^4 \text{ W}\cdot\text{m}^{-2}$ (cf. Fig. III.36).

Le seuil est vu comme une limite de puissance nécessaire pour commencer à déformer le matériau, il est ainsi normale de remarquer que plus ce seuil est grand, plus l'intensité de cavitation (image de l'érosion) diminue. On peut également constater que la zone d'érosion prévue devient de moins en moins large au fur et à mesure que le seuil augmente.

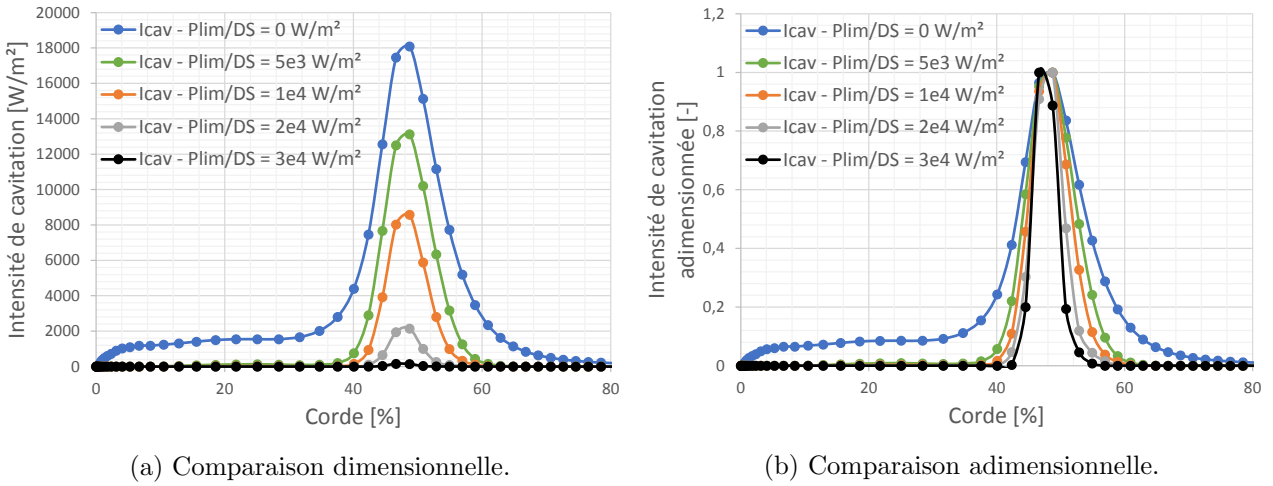


FIGURE III.36 – Intensité de cavitation en fonction de la corde au niveau du plan médian de l'hydrofoil du maillage moyen pour différents seuils ($\mathcal{P}_{lim}/\Delta S$) - $C_{ref} = 15 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$.

III.2.4 Comparaison de l'intensité de cavitation avec les mesures de marquage

Dans cette partie, une confrontation des résultats des simulations est faite avec les résultats expérimentaux du marquage réalisés par [Pereira, 1997] et [Couty, 2002]. Tous les calculs présentés dans ce paragraphe sont faits sur le maillage moyen avec les pas de temps donnés par le tableau III.4.

III.2.4.1 Volume numérique des indentations

[Challier, 2002] introduit l'existence d'un rendement d'implosion (η^* [-]) et d'un coefficient matériau (β , [$\text{J}\cdot\text{m}^{-3}$]) permettant de créer un lien entre l'intensité de cavitation telle que nous la simulons et le taux de volume endommagé (V_d) que l'on peut mesurer expérimentalement à partir de tests de marquage [Fortes-Patella *et al.*, 2000].

$$V_d = \frac{\eta^*}{\beta} I_{cav}.$$

Des valeurs pour le coefficient matériau, β , sont données pour l'aluminium ($4 J.mm^{-3}$), le cuivre ($20 J.mm^{-3}$) ou encore l'acier inoxydable ($90 J.mm^{-3}$) [Fortes-Patella *et al.*, 2001].

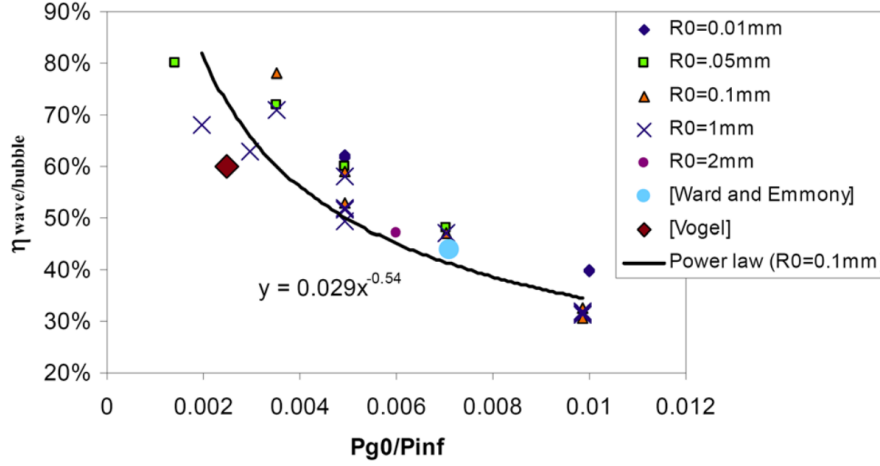


FIGURE III.37 – Rendement du collapsus (η^*) en fonction du rapport p_{g0}/p_{∞} pour différents rayons de bulles [Fortes-Patella *et al.*, 2013a].

L'étude de l'implosion d'une bulle en milieu infini a permis à Challier (cf. Fig. III.37) de déterminer une relation entre η^* , la pression partielle des gaz incondensables, p_{g0} et la pression à l'infini, p_{∞} :

$$\eta^* = 0.0289 \left(\frac{p_{g0}}{p_{\infty}} \right)^{-0.5368}.$$

[Brennen, 1994] définit p_{g0} comme étant $p_{g0} = 69 \alpha^*$ avec α^* la concentration d'air dans le milieu liquide (exprimée en *ppm*), on a donc, par exemple, $p_{g0} = 760 Pa$ pour une concentration d'air de 11 *ppm* dans l'eau.

Ces études ont été faites à l'échelle d'une bulle. Un coefficient (η_{scale} [-]) permettant de passer de cette échelle à celle du profil semble donc nécessaire dans l'expression de V_d . Le calage de ce rendement n'a pas pu être réalisé pour le moment par manque de résultats d'essais suffisants. On va considérer dans un premier temps $\eta_{\text{scale}} = 1$.

$$V_d = \frac{\eta^* \eta^{\text{scale}}}{\beta} I_{\text{cav}}. \quad (\text{III.15})$$

III.2.4.2 Description de la méthodologie expérimentale

Expérimentalement, des surfaces de $5 \times 5 \text{ mm}$ ont été mesurées sur plusieurs matériaux (aluminium, cuivre et acier inoxydable) au niveau du plan médian du NACA 65012 après avoir été exposé à un écoulement cavitant [Couty, 2002] (cf. Fig. III.38).

Ces mesures ont été effectuées à l'aide d'un profilomètre laser 3D [Fortes-Patella *et al.*, 2000]. Une fois la mesure faite, la courbure des échantillons est compensée par une régression linéaire via un polynôme de degré 2. Un post-traitement des résultats permet ensuite de calibrer des paramètres d'analyse (H_{lim} et N_{lim}) afin de prendre en compte les trous dont N_{lim} points ont été mesurés à plus de H_{lim} de profondeur et de s'affranchir de certains défauts de surface.

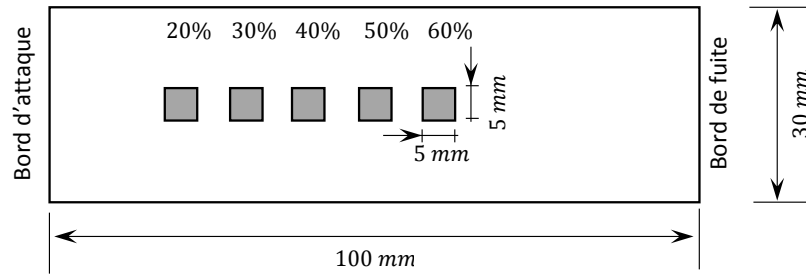
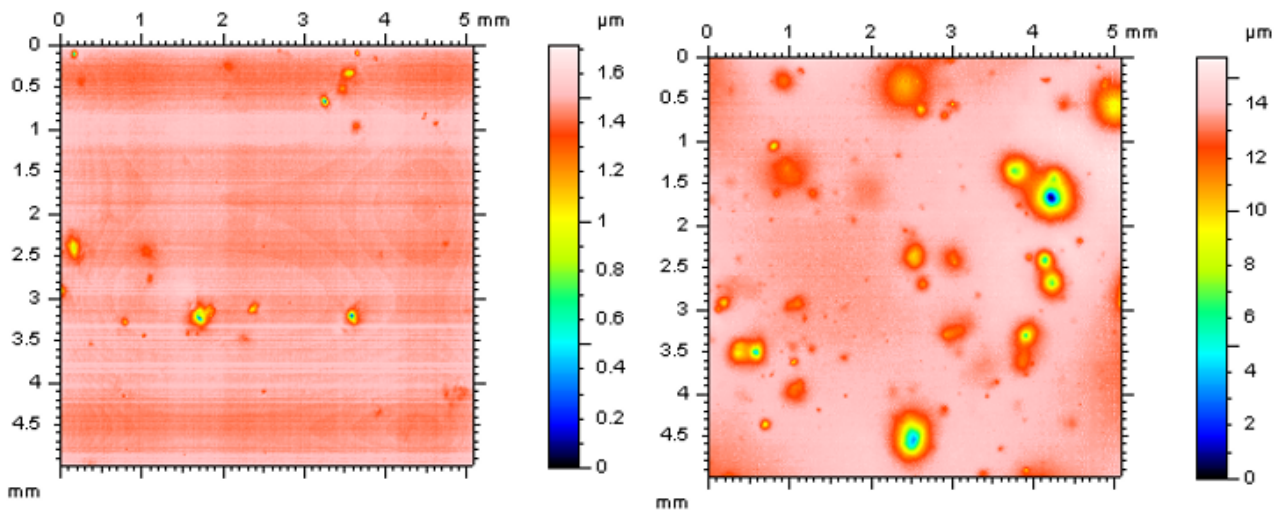


FIGURE III.38 – Schématisation des zones de mesures sur le NACA 65012 [Couty, 2002].

Ces mesures permettent de déterminer la localisation du marquage maximum et son évolution en fonction de la corde. Quantitativement, la vitesse de marquage, V_d , [$m.s^{-1}$] fait intervenir les propriétés du matériau et est de nature différente de l'intensité de cavitation I_{cav} [$W.m^{-2}$]. Notons également que la détermination de V_d est entachée d'incertitudes.



(a) Problème d'état de surface.

(b) Problème de chevauchements de trous.

FIGURE III.39 – Imperfections expérimentales entraînant la difficulté d'une comparaison quantitative avec les simulations.

Une qualité poli miroir de l'état de surface est primordiale pour une comparaison quantitative entre le numérique et l'expérimental. Plus l'état de surface est mauvais (cf. Fig. III.39a), plus le H_{lim} doit être important et plus le V_d mesuré est sous-estimé. De l'énergie de déformation pouvant créer des trous inférieurs à H_{lim} est donc négligée.

De plus, les durées de certains essais de marquage ont été élevées, entraînant un chevauchement important des indentations à mesurer (cf. Fig. III.39b) et des difficultés dans le post-traitement de certaines surfaces analysées. A l'heure actuelle, malheureusement, nous ne disposons pas assez de résultats de marquage permettant une quantification expérimentale adéquate du taux d'endommagement volumique pour les géométries étudiées.

Nous allons ainsi, dans un premier temps, nous focaliser sur des comparaisons calculs/essais qualitatives avant de proposer un modèle quantitatif.

III.2.4.3 Comparaison qualitative

Une comparaison qualitative (adimensionnée par le maximum de la valeur) entre les résultats de simulation d'intensité de cavitation moyennée et le taux de volume endommagé mesuré expérimentalement permet de trouver une bonne cohérence entre la forme et la position de chacune de ces deux grandeurs (cf. Fig. III.40). La figure III.40 est faite en traçant l'intensité de cavitation moyennée pour chaque point de l'extrados du plan médian de l'hydrofoil.

On peut physiquement comprendre que les constantes des matériaux vont influencer la valeur du V_d . Par exemple, plus la résistance du matériau est élevée, plus la pression nécessaire (venant de l'implosion des structures et donc liée à l'énergie de cavitation) pour endommager le matériau est grande. Le matériau agit donc comme un filtre "passe haut" pour la pression. \mathcal{P}_{lim} agit comme un filtre sur la puissance nécessaire pour l'endommagement du matériau, néanmoins, un filtre sur la pression induite par cette puissance (via les hypothèses exposées dans le §III.2.4.4) aurait possiblement donné des résultats plus physiques.

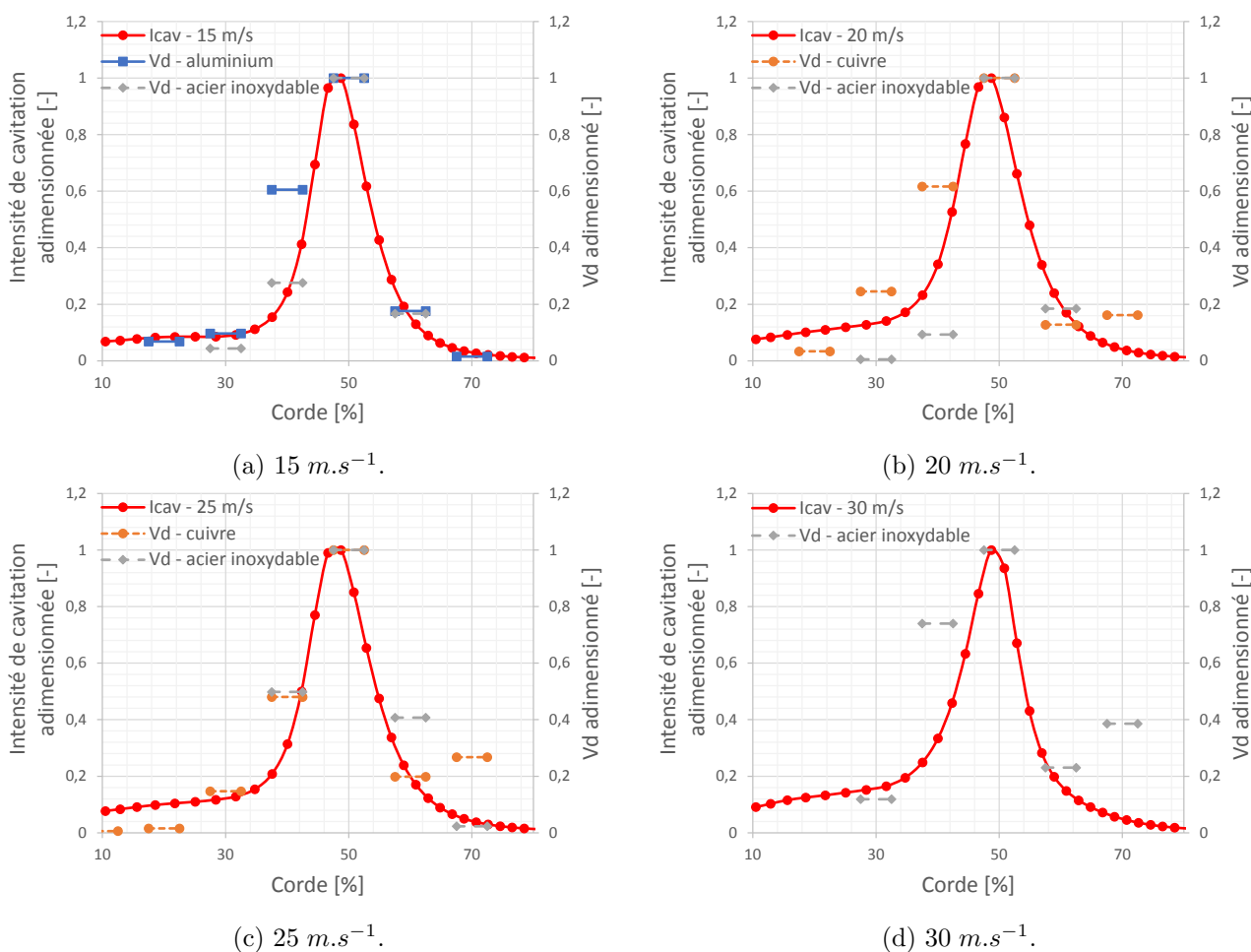


FIGURE III.40 – Comparaison de $\overline{I_{cav}}$ ($\mathcal{P}_{lim} = 0 \text{ W}$) et de V_d [Couty, 2002] à différentes vitesses.

III.2.4.4 Comparaison quantitative

Dans cette partie, une tentative de validation quantitative du modèle est faite. Celle-ci est basée sur les travaux effectués au sein du LEGI et plus particulièrement sur ceux de la thèse de [Challier *et al.*, 2000] (cf. Fig. III.41). La première méthode propose une comparaison entre le taux d'endommagement, V_d , expérimental et celui calculé numériquement. La seconde méthode permet l'obtention de la prévision de la profondeur d'indentation et de la pression appliquée au matériau à chaque pas de temps.

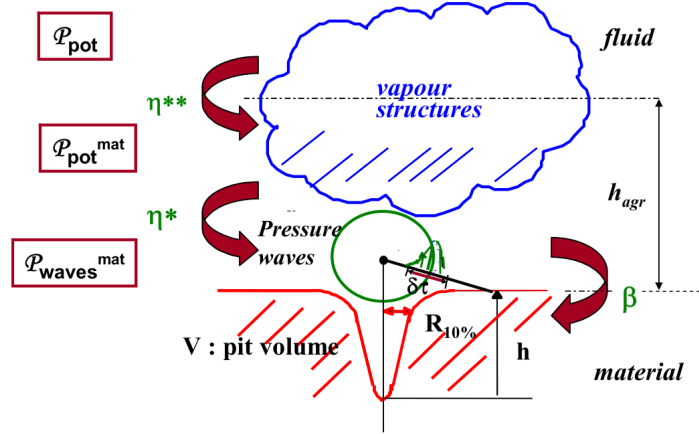


FIGURE III.41 – Illustration du scénario en cascade proposé par [Fortes-Patella *et al.*, 1999a], [Challier *et al.*, 2000].

Comparaison du taux d'endommagement numérique et expérimental

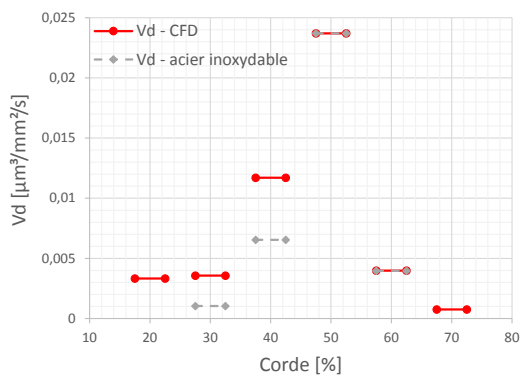
Afin de se rapprocher des mesures expérimentales, il est possible, en prenant tous les pas de temps, de calculer un η_{scale} pour chaque vitesse afin que le taux d'endommagement maximum simulé soit équivalent à l'expérimental. Pour ce faire, on sélectionne les éléments de surface nécessaires pour la reconstruction des échantillons mesurés expérimentalement ($5 \times 5 \text{ mm}$) et on calcule η_{scale} afin que les deux maxima en V_d (numérique et expérimental) soient égaux. On rappelle la relation liant $\overline{I_{cav}}$ à V_d dans ce modèle :

$$V_d = \frac{\eta^* \eta_{scale}}{\beta} \overline{I_{cav}}.$$

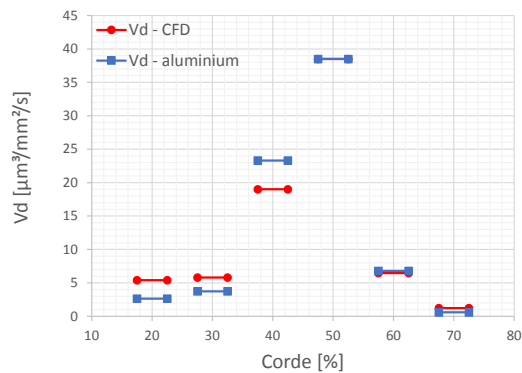
Les calculs sont effectués en prenant comme valeur pour β : 4, 20 et 90 J.mm^{-3} respectivement pour l'aluminium, le cuivre et l'acier [Fortes-Patella *et al.*, 2001]. Les valeurs de η^* (cf. éq. (III.37)) et de η_{scale} sont données dans le tableau III.5 pour les différentes conditions testées (cf. Fig. III.42).

$C_{ref} [m.s^{-1}]$	η^*	η_{scale}		
		acier inoxydable	cuivre	aluminium
15	0.29	$4.37 \cdot 10^{-7}$	-	$3.16 \cdot 10^{-5}$
20	0.40	$1.03 \cdot 10^{-5}$	$1.86 \cdot 10^{-4}$	-
25	0.51	$5.94 \cdot 10^{-6}$	$6.63 \cdot 10^{-4}$	-
30	0.62	$4.57 \cdot 10^{-5}$	-	-

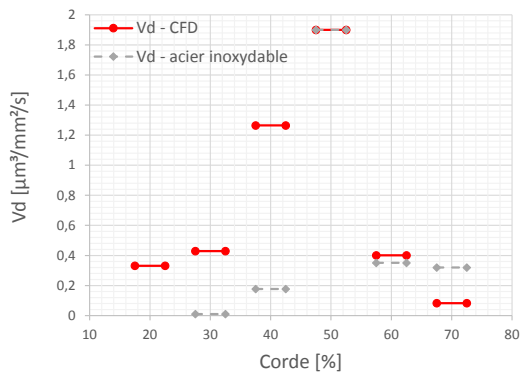
TABLEAU III.5 – Valeurs utilisées pour la comparaison quantitative à différentes vitesses entre le V_d expérimental et numérique



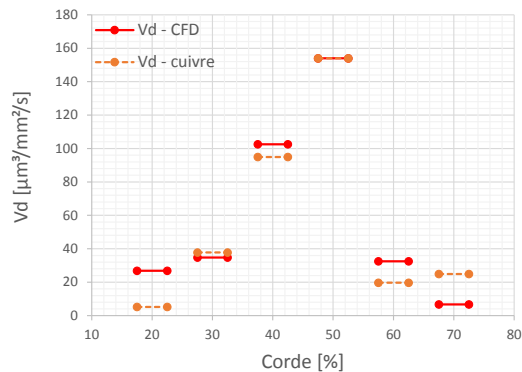
(a) $15 \text{ m.s}^{-1} - \eta_{scale} = 4.37 \cdot 10^{-7}$.



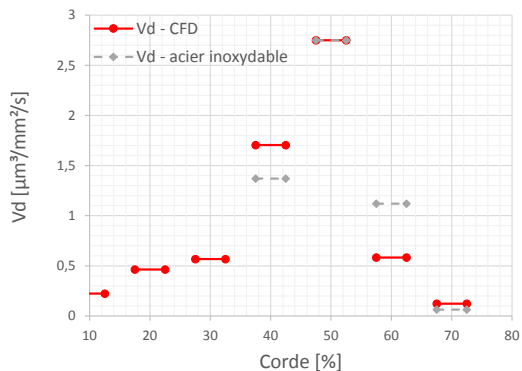
(b) $15 \text{ m.s}^{-1} - \eta_{scale} = 3.16 \cdot 10^{-5}$.



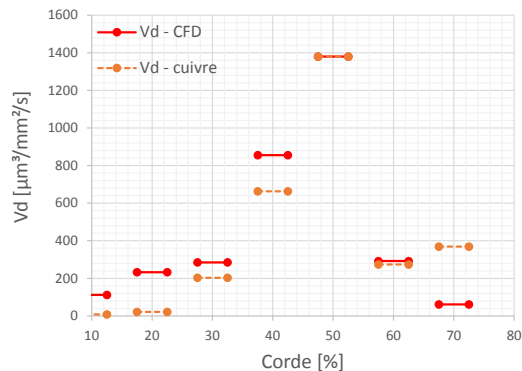
(c) $20 \text{ m.s}^{-1} - \eta_{scale} = 1.03 \cdot 10^{-5}$.



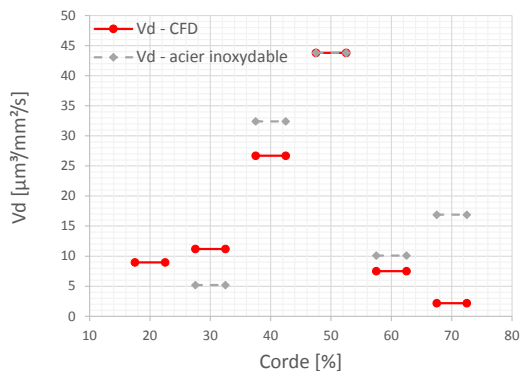
(d) $20 \text{ m.s}^{-1} - \eta_{scale} = 1.86 \cdot 10^{-4}$.



(e) $25 \text{ m.s}^{-1} - \eta_{scale} = 5.94 \cdot 10^{-6}$.



(f) $25 \text{ m.s}^{-1} - 6.63 \cdot 10^{-4}$.



(g) $30 \text{ m.s}^{-1} - \eta_{scale} = 4.57 \cdot 10^{-5}$.

FIGURE III.42 – Comparaison des taux d’endommagement simulés et expérimentaux [Couty, 2002] à différentes vitesses.

En pratique, le η_{scale} ne devrait pas dépendre du matériau (mais pourrait dépendre des conditions hydrodynamiques). On s'aperçoit que le taux d'endommagement maximum obtenu numériquement (à l'aide de $\overline{I_{cav}}$ sur l'ensemble de la prévision et pour $\eta_{scale} = 1$) est environ 10^5 fois plus important que celui expérimental dans la plupart des cas.

Profondeur d'indentation et pression appliquée au matériau à chaque pas de temps

On fait l'hypothèse qu'une bulle de vapeur, de rayon initial R_0 , est exposée à une différence de pression ($p_\infty - p_{sat}$) et donne naissance, lors de son collapsus, à une onde de surpression d'énergie E_{ac} qui vient frapper la paroi solide en générant une indentation caractérisée par une profondeur H et un rayon $R_{10\%}$.

La figure III.47 schématise les étapes d'obtention du modèle quantitatif.

L'objectif est d'utiliser l'intensité de cavitation (cf. éq. (III.11)) dans le but d'obtenir la pression en paroi (p_{max}) et la profondeur des indentations (H). La première grandeur pourrait permettre un filtre en pression par rapport au matériau considéré en plus de rendre possible un couplage avec un code matériau. Un filtrage suivant la profondeur des trous, afin de recréer le taux d'endommagement V_d mesuré expérimentalement, pourra être fait avec la seconde grandeur.

En partant de la définition de l'énergie d'une onde acoustique (E_{ac} , cf. éq. (III.16) et Annexe G), il est possible d'établir un lien entre une description du phénomène de l'érosion à l'échelle locale (échelle bulle) et à l'échelle globale (échelle écoulement). Pour une implosion à une distance d de la paroi on peut écrire (cf. Annexe G) :

$$E_{ac}(d) = \frac{\xi \pi d^2 \delta t}{\rho_l c_l} p_{max}^2, \quad (III.16)$$

avec ξ un facteur de forme de la sollicitation (on prendra $\xi = 1$), p_{max} la pression en paroi et δt le temps de passage à mi-amplitude.

L'hypothèse qu'un trou (et un seul) soit créé à chaque pas de temps et pour chaque élément de surface considéré est faite.

En utilisant la relation entre le taux d'endommagement et l'intensité de cavitation (cf. éq. III.15), il est numériquement possible de considérer un taux d'endommagement instantané pour chaque élément de surface. En considérant une seule indentation, de volume V_{trou} , par pas de temps et par élément de surface, on peut considérer la surface de mesure ΔS comme l'aire de l'élément de surface, et le temps d'exposition Δt comme le pas de temps de la simulation. On peut en déduire :

$$V_{trou} = \frac{\eta^* \eta^{scale}}{\beta} \Delta S \Delta t I_{cav}.$$

Profondeur des indentations

Les travaux de [Fortes-Patella *et al.*, 2000] ont permis de trouver une relation entre le volume (V_{trou}) d'une indentation, sa profondeur (H) et son rayon à 10% ($R_{10\%}$) :

$$H = \frac{V_{trou}}{1.1 R_{10\%}^2}.$$

Une relation entre $R_{10\%}$ et d , la distance entre le centre d'émission de l'onde d'implosion de la bulle créant le trou à la paroi, peut être obtenue (cf. Fig. III.43). Dans notre cas, on considère $R_{10\%} = 1.4 d$.

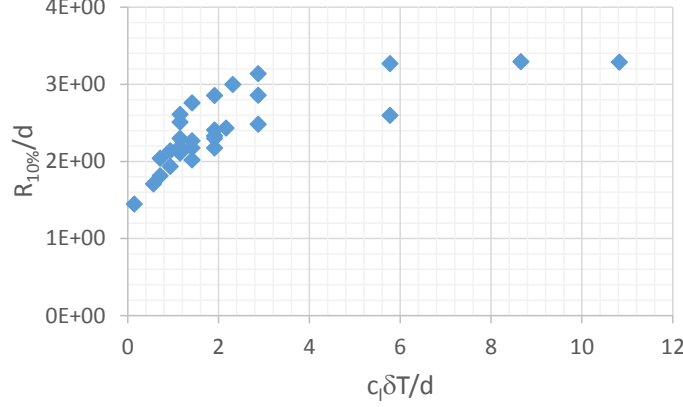


FIGURE III.43 – Évolution de $(R_{10\%}/d)$ en fonction de $(c_l \delta T / d)$ pour trois matériaux avec des conditions hydrodynamiques diverses [Fortes-Patella et Reboud, 1998] (δT est ici la durée totale de l'onde).

L'hypothèse de [Kato *et al.*, 1996] dit que seul 10% de l'épaisseur (e) de la poche (correspondant à $h_{agr} = 10\% e$ dans la figure III.41) est agressive. L'intensité de cavitation est ici calculée dans tout le domaine. On peut faire l'hypothèse que cette intensité va agir sur les bulles proches de la paroi et créer une amplification de leur implosion leur permettant de marquer la paroi solide. La prise en compte de l'intensité de cavitation dans tout le domaine et le fait que seules les implosions proches à la paroi vont endommager le matériau n'est ainsi pas contradictoire et on peut écrire :

$$d = \frac{10\% e}{2},$$

en faisant l'hypothèse que l'onde est émise à une distance $h_{agr}/2$.

On trouve finalement une relation nous permettant de calculer numériquement la profondeur des indentations à chaque pas de temps :

$$H = \frac{\eta^* \eta^{scale}}{1.1 \beta} \Delta S \Delta t I_{cav} \frac{2}{0.14 e}$$

Pression appliquée sur le matériau

D'après [Challier *et al.*, 2000], $E_{ac} = \beta V_{trou} = \eta^* \eta_{scale} \Delta S \Delta t I_{cav}$. On peut en déduire une expression pour p_{max} :

$$p_{max}^2 = \frac{\rho_l c_l}{\pi d^2 \delta t} \eta^* \eta_{scale} \Delta S \Delta t I_{cav}. \quad (III.17)$$

Avec les hypothèses précédentes, seuls δt et η_{scale} ne sont pas définis dans nos simulations dans l'équation (III.17). N'ayant pas de possibilité de caler notre modèle (cf. §III.2.4.2), nous choisissons ici $\eta_{scale} = 1$.

Un lien a été défini [Fortes-Patella *et al.*, 2013a] entre le rayon de la bulle avant implosion R_0 , son temps de passage à mi-amplitude δt , la pression partielle des gaz incondensables et la pression à l'infini (cf. Fig. III.44) :

$$\frac{c_l \delta t}{R_0} = 8654 \left(\frac{p_{g0}}{p_\infty} \right)^{2.168} \quad (\text{III.18})$$

On prend en première approximation $p_\infty = 0.5 \rho_l C_{ref}^2$ comme pression dans le milieu liquide. Par définition $E_b = E_{ac}/\eta^* = \eta_{scale} \Delta S \Delta t I_{cav}$, avec E_b l'énergie de la bulle (cf. §III.2.4.1) :

$$E_b = (p_\infty - p_{sat}) \frac{4}{3} \pi R_0^3 .$$

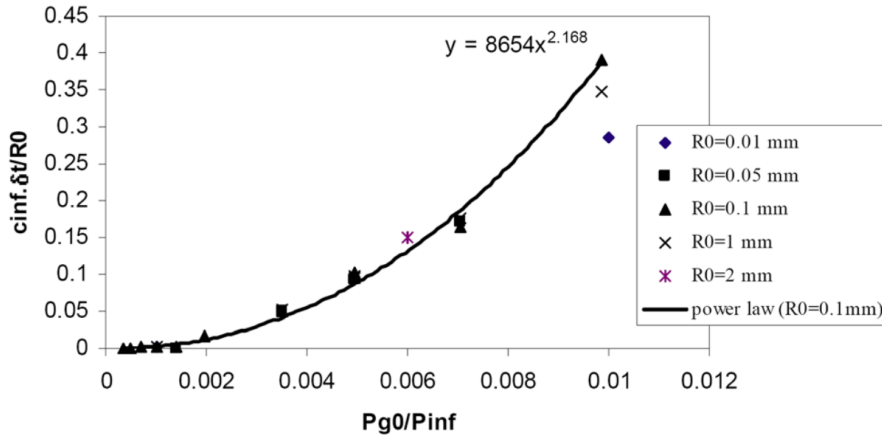


FIGURE III.44 – Évolution de $(c_l \delta t / R_0)$ en fonction de (p_{g0} / p_∞) pour différents cas : $2 < R_0 < 0.01 \text{ mm}$, $50 < p_{g0} < 1500 \text{ Pa}$, $0.7 < p_\infty < 3 \text{ bar}$ et $c_l \sim 1500 \text{ m.s}^{-1}$ [Fortes-Patella *et al.*, 2013a].

Une relation pour le rayon initiale de la bulle peut être trouvée :

$$R_0^3 = \frac{3}{4 \pi} \frac{1}{(p_\infty - p_{sat})} \eta_{scale} \Delta S \Delta t I_{cav} .$$

Avec la valeur de R_0 on peut alors calculer δt (cf. éq. (III.18)). L'épaisseur de la poche e est évaluée avec une isovaleur du taux de vide à 10% au niveau du plan médian. p_{max} est alors pleinement défini.

Application à chaque pas de temps pour la calcul de H et de p_{max}

Une tentative de quantification est faite. Pour cela, les 30 000 dernières itérations du cas $C_{ref} = 30 \text{ m.s}^{-1}$ avec $\sigma = 1.35$ sont considérées. Seul un élément de surface, situé à mi-envergure et à 50% de la corde, est analysé. Le tableau III.6 répertorie les données utilisées qui restent constantes lors de cette analyse.

Il est donc possible de tracer une évolution de la profondeur (H) et de la pression (p_{max}) en fonction du temps (cf. Fig. III.45) et de $\gamma = d / R_0$ (cf. Fig. III.46).

		C_{ref}	p_∞	Δt	ΔS		
		30 m.s^{-1}	0.45 MPa	$2 \mu\text{s}$	14.996 mm^2		
d ($e \sim 1.5 \text{ mm}$)	$R_{10\%}$	p_{g0} (22 ppm)		c_l	$c_l \delta t / R_0$	η^*	β (acier)
$75 \mu\text{m}$	$105 \mu\text{m}$	1500 Pa		1500 m.s^{-1}	0.037	0.618	90 J.mm^{-3}

TABLEAU III.6 – Données utilisées restant constantes lors de l'analyse quantitative du modèle.

En analysant les résultats obtenus et en ne considérant uniquement les indentations ayant une profondeur supérieure à $0.2 \mu\text{m}$, aucun marquage ne semble se faire sur cette surface en considérant de l'acier ($\beta = 90 \text{ J.mm}^{-3}$) et pendant 0.06 s de simulation. En prenant le β de l'aluminium, 150 trous restent pour les 30 000 itérations. Le V_d mesuré avec ce filtrage est alors de $54.1 \mu\text{m}^3.\text{mm}^{-2}.\text{s}^{-1}$.

Expérimentalement, seul l'acier avait été testé sous ces conditions car l'aluminium s'endommageait beaucoup trop vite. Pour un temps d'exposition de 200 s (0.06 s numériquement) et une surface mesurée plus grande (25 mm^2 contre 15 mm^2 numériquement), un V_d de $43.8 \mu\text{m}^3.\text{mm}^{-2}.\text{s}^{-1}$ avait été mesuré pour l'acier.

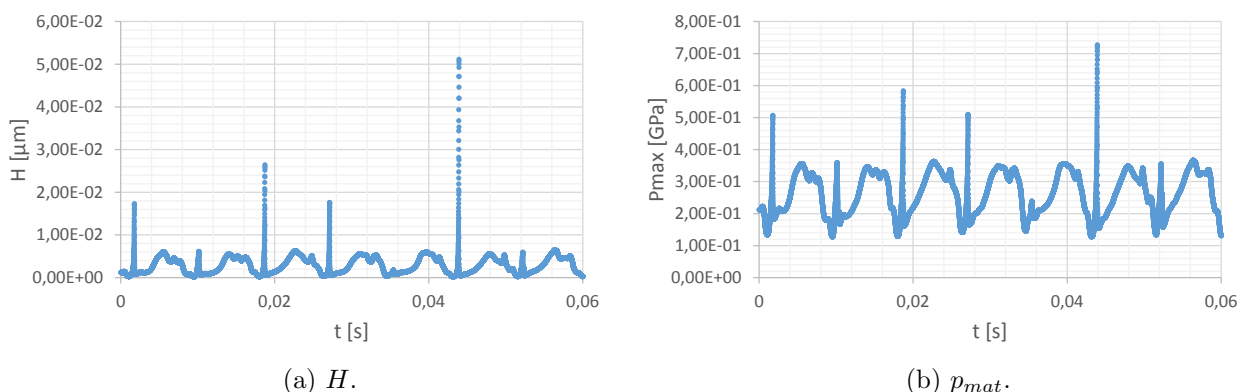
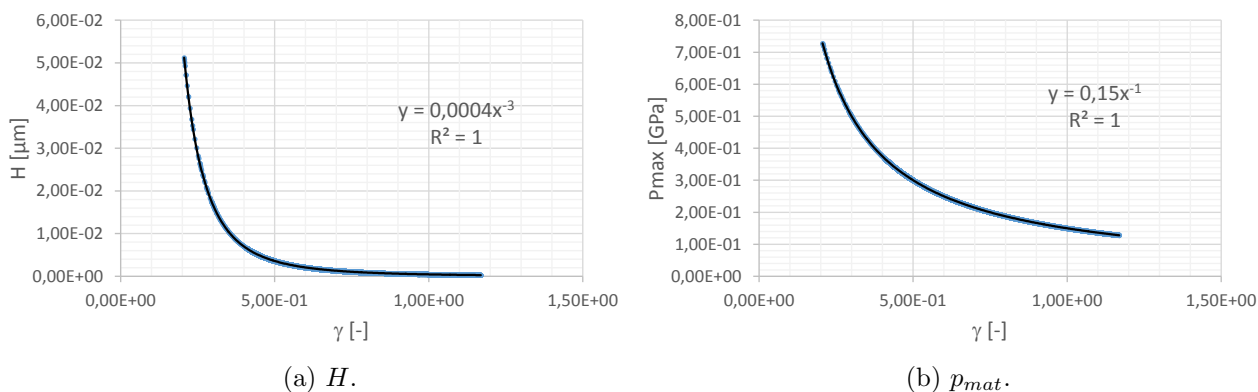


FIGURE III.45 – Évaluation quantitative de la profondeur des indentations (pour l'acier) et de la pression reçue en paroi en fonction du temps à 50% de la corde du profil, au niveau du plan médian (une seule maille).


 FIGURE III.46 – Évaluation quantitative de la profondeur des indentations (pour l'acier) et de la pression reçue en paroi en fonction de γ à 50% de la corde du profil, au niveau du plan médian (une seule maille).

Ces résultats constituent une perspective d'un modèle qui pourrait, une fois calé, donner directement l'endommagement du matériau en fonction du temps. Un calcul plus long et en considérant l'ensemble des éléments de surface de l'hydrofoil (avec filtrage ou non) reste à faire.

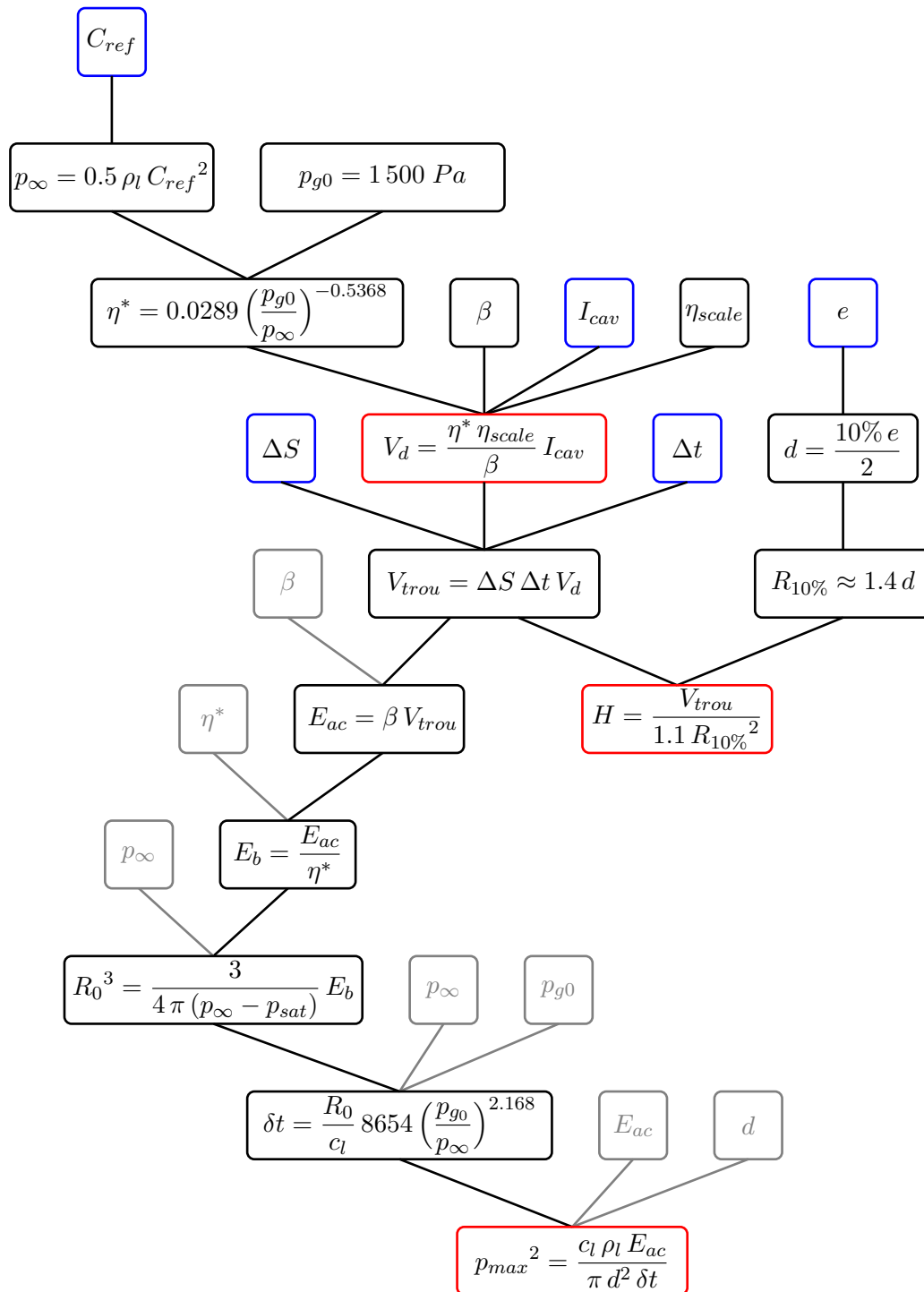


FIGURE III.47 – Organigramme de prédiction quantitative de l'érosion de cavitation - encadrées en noir : les données liées au modèle - encadrées bleu : les données liées à la CFD - encadrées gris : les données répétées - encadrées rouge : les données intéressantes.

III.2.5 Synthèse des résultats obtenus sur l'hydrofoil

La validation du comportement dynamique de la poche de cavitation a été rendue possible en comparant la longueur des poches de cavitation et les fréquences de lâchers expérimentales à celles simulées pour différentes vitesses d'écoulement : 15, 20, 25 et 30 $m.s^{-1}$ (cf. Fig. III.24).

Une bonne estimation qualitative a été trouvée entre le taux d'endommagement mesuré après des tests de marquages sur différents matériaux et l'intensité de cavitation moyennée pour différentes vitesses d'entrées concernant la localisation du maximum de l'érosion et sa répartition (cf. Fig. III.40).

L'influence de la vitesse sur le maximum de l'intensité de cavitation moyennée est en accord avec les analyses théoriques effectuées (cf. Fig. III.35).

Enfin, une estimation quantitative du taux d'endommagement grâce au coefficient η_{scale} a pu être menée (cf. Fig. III.42).

Le modèle de prévision de l'intensité de cavitation semble très satisfaisant du point de vue qualitatif (au moins pour cette expérience). Il semble très prometteur également pour des prévisions quantitatives dès lors que des calibrations puissent être réalisées sur la base de nouveaux résultats d'essais.

Prévision de l'intensité de cavitation sur les aubes d'une pompe centrifuge

Sommaire

IV.1 Description de la pompe SHF	116
IV.2 Simulation de l'écoulement cavitant	117
IV.2.1 Description	117
IV.2.2 Temps CPU de calcul	119
IV.2.3 Caractéristique hydraulique de la pompe	119
IV.2.4 Battement de la poche	121
IV.2.5 Répartition de la pression sur l'aubage	122
IV.3 Prévision de l'intensité de cavitation	123
IV.3.1 Sans modification du modèle de l'intensité de cavitation	123
IV.3.2 Introduction d'un cône d'influence	124
IV.3.3 Introduction d'une limite en taux de vide	127
IV.3.4 Discussion	127
IV.4 Analyse de la prévision	128
IV.5 Synthèse des résultats pour la pompe SHF	129

La simulation de l'intensité de cavitation dans les pompes centrifuges constitue l'objectif industriel majeur poursuivi dans cette thèse. Bien que le modèle implémenté pour le cas de l'hydrofoil ne soit pas testé sur d'autres profils simples (profil TUD [Dular *et al.*, 2006] par exemple), on décide de directement l'utiliser pour une application d'intérêt industriel. La pompe SHF est une pompe centrifuge dessinée par la société scientifique SHF (*Société Hydrotechnique de France*), qui a été étudiée par EDF R&D et sur laquelle des tests de marquages ont été effectués et l'endommagement mesuré par un profilomètre laser sur des aubes en aluminium [Archer, 1998].

Tout comme pour le NACA 65012, le comportement cavitant de l'écoulement dans la pompe est décrit via *Code_Saturne avec module de cavitation*, utilisé avec le module "turbomachine" [EDF-R&D, 2015].

IV.1 Description de la pompe SHF

Les paramètres de la pompe testée sont les suivants :

- le diamètre en entrée de pompe : $D_i = 0.182 \text{ m}$,
- la vitesse de rotation nominale : $N_n = 3000 \text{ tr.min}^{-1}$,
- le débit nominal : $Q_n = 0.157 \text{ m}^3.\text{s}^{-1}$,
- la hauteur nominale d'élévation de la pompe : $H_n = 132 \text{ m}$,
- la vitesse spécifique : $N_s = \frac{N\sqrt{Q}}{H^{3/4}} = 30 [EU] = 1548 [US]$.

Les aubes sont amovibles afin de mesurer à l'aide d'un profilomètre laser les zones endommagées.

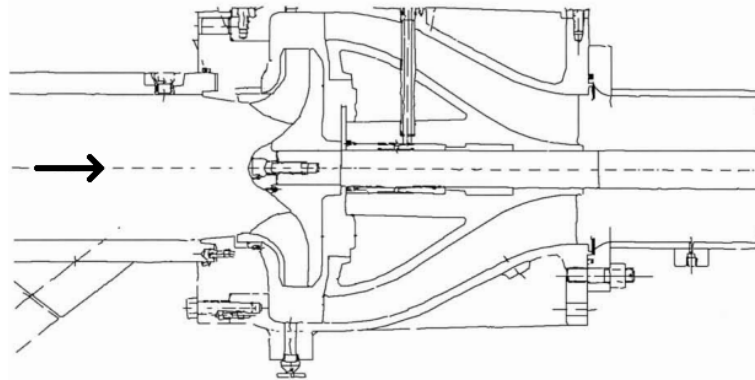


FIGURE IV.1 – Vue méridienne de la pompe SHF montée sur la boucle EPOCA

La pompe SHF (cf. Fig. IV.1) est montée sur la boucle EPOCA (cf. Fig. IV.2), utilisée pour tester des pompes en régime cavitant. La pression d'aspiration est contrôlée de 0.2 à 4 bar (absolu) à l'aide d'un compresseur d'air ou d'une pompe à vide. La pression générée par la pompe est diminuée par des vannes multi-orifices situées en partie basse de la boucle d'essai. Les bulles de cavitation sont enlevées par deux larges résorbeurs. Le taux de gaz dissous est contrôlé par une procédure de dégazage et mesuré par un oxymètre. La température de l'eau est gardée constante à l'aide d'un échangeur thermique.

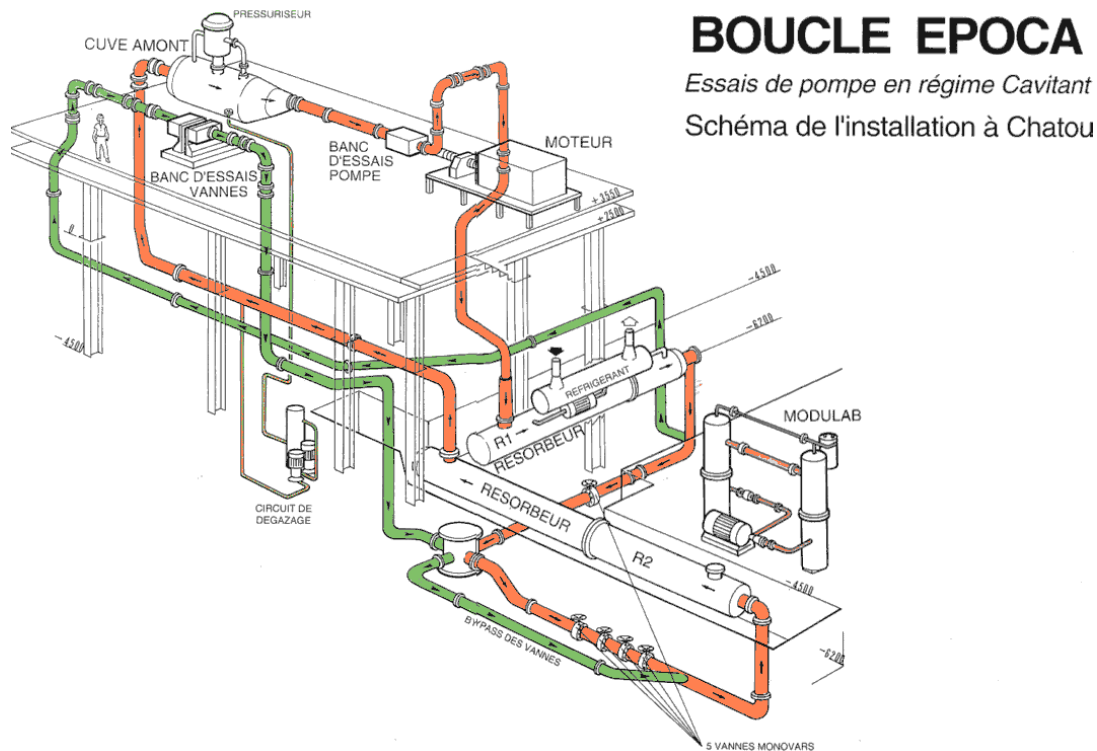


FIGURE IV.2 – Vue isométrique de la boucle EPOCA

IV.2 Simulation de l'écoulement cavitant

IV.2.1 Description

Deux débits différents sont simulés, correspondant au débit nominal (Q_n) et à 80% du débit nominal ($Q/Q_n = 0.8$). Les conditions aux limites sont le débit, Q_{in} , imposé en entrée, ainsi que plusieurs pressions de sortie, p_{out} .

Des lâchers de structure de cavitation sont observés expérimentalement, mais malheureusement, aucune mesure n'a été effectuée permettant l'évaluation de la fréquence caractéristique. La validation des résultats CFD ne peuvent se faire que sur les résultats expérimentaux disponibles, à savoir, la longueur de la poche attachée et la courbe de descente en $NPSH$ de la pompe.

Il est important de noter que le domaine de calcul n'intègre pas la volute et que la comparaison quantitative entre la hauteur d'élévation de la pompe expérimentale et numérique n'est pas possible.

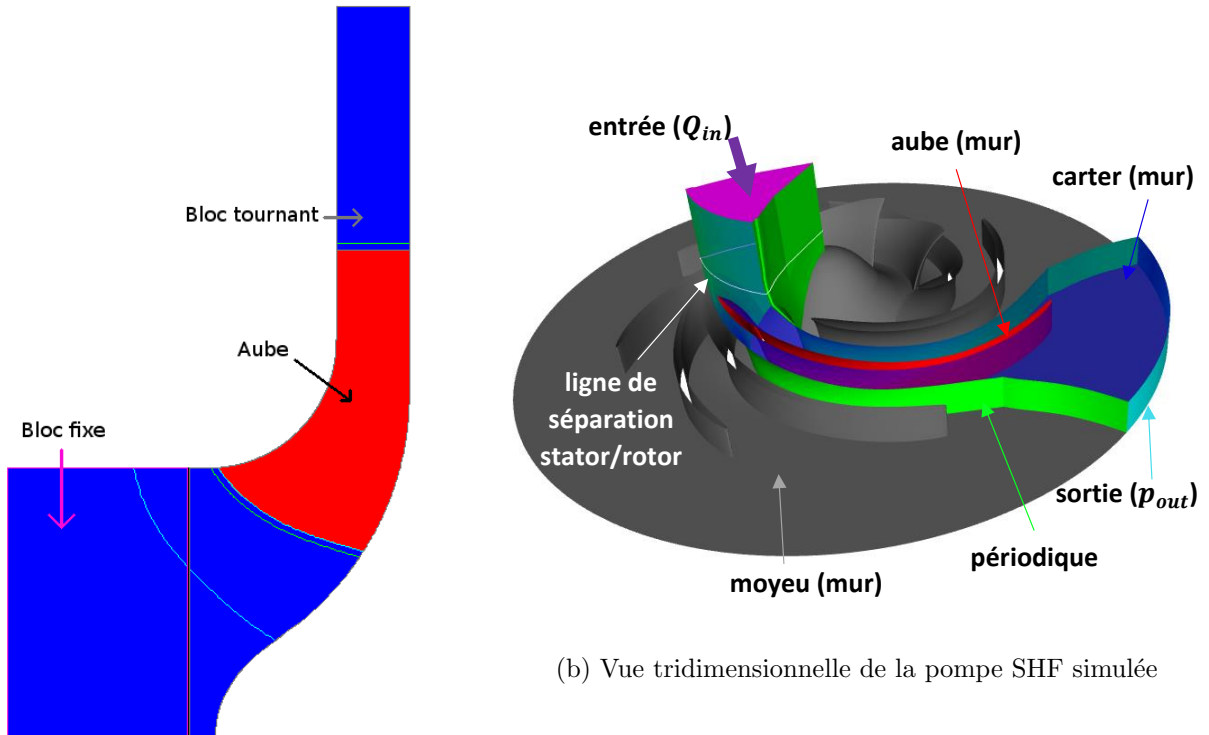
Nombre d'éléments [-]	Distance adimensionnelle moyenne à la paroi y^+ [-]	Pas de temps utilisé Δt [μs]	CFL à Q_n (sans cavitation)		CFL à $0.8 Q_n$ (sans cavitation)	
			Maximum	Moyen	Maximum	Moyen
$\sim 672 K$	10	1	0.41	0.025	0.43	0.025

TABLEAU IV.1 – Description du maillage utilisé dans cette application.

La pompe SHF est composée de 7 aubes. Pour gagner en temps de calcul, seulement 1/7 de la pompe est simulé ici (cf. Fig. IV.3 et Tab. IV.1) en utilisant le modèle frozen rotor de *Code_Saturne*.

Le maillage de la roue, généré avec le logiciel Autogrid de NUMECA, est composé de 672 224 cellules hexaédriques, dont 62 pour décrire le contour de l'aube, avec une implantation en O autour de celle-ci (cf. Fig. IV.4). La distance adimensionnelle à la première maille (y^+) est proche de 10 au niveau de l'aube et le CFL_{max} proche de 0.4.

Le y^+ du maillage de la pompe étant faible, le modèle $k-\varepsilon$ Scalable 2 scales model (log law) (cf. Annexe A) est préféré ici, toujours en utilisant la correction de Reboud.

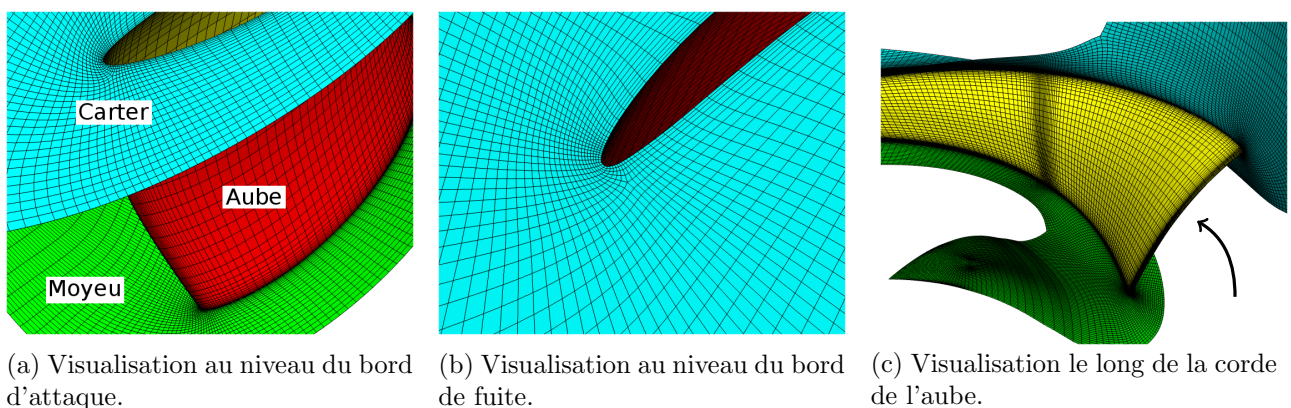


(a) Vue méridienne de la pompe SHF simulée

(b) Vue tridimensionnelle de la pompe SHF simulée

FIGURE IV.3 – Description de la roue de la pompe SHF et conditions aux limites des simulations.

Un test sur les coefficients du modèle de Merkle a été effectué concernant la chute de performance cf. Annexe H. Néanmoins, dans un souci de cohérence, les tests n'étant pas probants, nous garderons les mêmes paramètres que pour l'étude de l'hydrofoil ($C_{prod} = 10^4$ et $C_{dest} = 50$).



(a) Visualisation au niveau du bord d'attaque.

(b) Visualisation au niveau du bord de fuite.

(c) Visualisation le long de la corde de l'aube.

FIGURE IV.4 – Visualisation du maillage de la pompe SHF.

La section d'entrée est considérée comme fixe (jusqu'à la ligne "de séparation" de la figure IV.3) alors que le reste de la pompe centrifuge est considéré comme tournant à une vitesse de 3000 tr.min^{-1} . Un débit (Q_{in}) est imposé en entrée. Ce débit correspond à l'addition entre le débit expérimental (Q) et le débit de fuite (Q_f), donné par le fabricant de la pompe et ayant été transmis à EDF pour différents débits (cf. Tab. IV.2). À l'aide d'une interpolation, le débit de fuite correspondant à une entrée à 80% du débit nominal est approché. On prend comme valeur à 80%, $Q_{f0.8} = 2.84 \text{ l.s}^{-1}$.

Débit dans la boucle EPOCA $Q \text{ [l.s}^{-1}\text{]}$	157 (nominal)	100	50	0
Débit de fuite $Q_f \text{ [l.s}^{-1}\text{]}$	2.69	2.94	3.11	3.26

TABLEAU IV.2 – Débits de fuite de la pompe SHF transmis par le constructeur à EDF.

IV.2.2 Temps CPU de calcul

Toutes les simulations sont réalisées à durée physique simulée de 0.2 s , correspondant à 10 rotations de la pompe. Avec un pas de temps de $1 \mu\text{s}$, 200 000 itérations sont réalisées. Une période transitoire de 0.04 s (2 rotations de la pompe) est considérée avant d'atteindre l'écoulement établi. Un temps physique de 0.16 s est donc analysé. En post-traitant le chargement en pression sur la ligne médiane de l'aube (62 points, cf. Fig. IV.8), en calculant le $NPSH$ et la hauteur d'élévation à chaque itération, environ 13 heures de calcul sont nécessaires sur 448 processeurs (16 noeuds contenant chacun 28 processeurs). La simulation de la cavitation de la pompe avec le post-traitement mis en place nécessite en moyenne 0.22 s par itération avec 448 processeurs.

IV.2.3 Caractéristique hydraulique de la pompe

Expérimentalement, la pompe est suivie d'un diffuseur et la hauteur d'élévation de la pompe (H) est mesurée entre son entrée et l'aval lointain du diffuseur. Afin de diminuer le temps de calcul, on s'est uniquement intéressé à la roue de la pompe et la hauteur numérique est calculée entre l'entrée et la sortie de la roue de la pompe SHF dans nos simulations (valeurs prises sur quatre capteurs en entrée et en sortie du domaine). Une comparaison quantitative directe de ces hauteurs n'est donc pas possible.

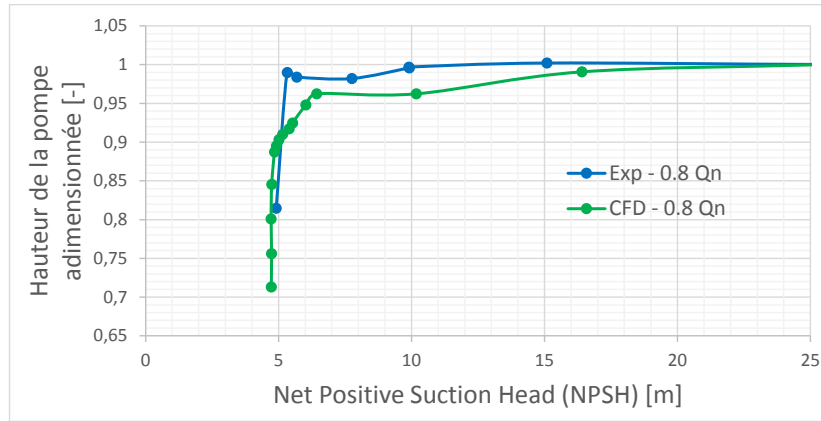
La définition de la hauteur d'élévation de la pompe et du $NPSH$ (Net Positive Suction Head) sont données par les équations IV.1 et IV.2. Dans ces équations, p/u_{out} représentent la pression/vitesse en sortie du diffuseur pour le cas expérimental et en sortie de la roue pour les simulations ; p_{in} correspond à la pression à l'entrée de la pompe pour les deux cas.

La hauteur d'élévation de la pompe correspond à la différence de charge entre l'aval et l'amont et le $NPSH$ représente la marge de pression hydraulique disponible en entrée par rapport à la pression saturante. Tous deux sont exprimés en mètres.

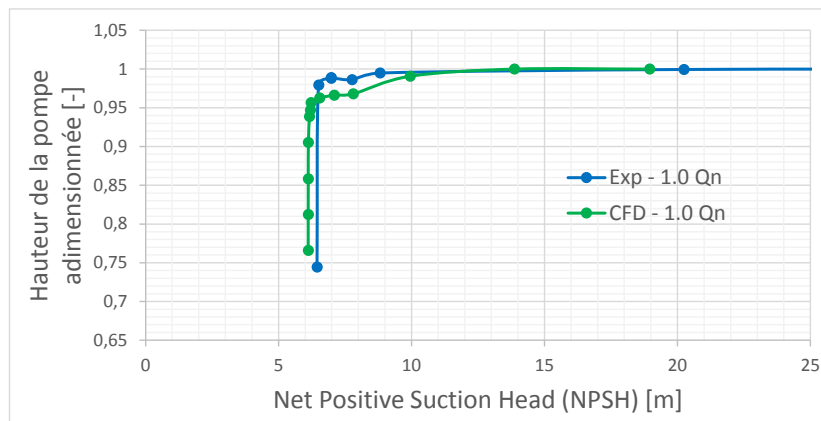
$$H = \frac{1}{\rho_l g} \left[p_{out} + \frac{1}{2} \rho_l u_{out}^2 - \left(p_{in} + \frac{1}{2} \rho_l u_{in}^2 \right) \right] \quad (\text{IV.1})$$

$$NPSH = \frac{p_{in} - p_{sat}}{\rho_l g} + \frac{u_{in}^2}{2g} \quad (IV.2)$$

Pour valider le comportement hydrodynamique du fluide dans la pompe, les courbes caractéristiques donnant la hauteur en fonction du $NPSH$, expérimentales et simulées sont comparées en utilisant plusieurs pressions d'entrée (i.e. différents $NPSH$, cf. Fig. IV.5).



(a) $Q/Q_n = 0.8$.



(b) $Q/Q_n = 1$.

FIGURE IV.5 – Courbes caractéristiques de la pompe pour différents débits.

La chute de performance s'explique par le fait que, pour les valeurs de $NPSH$ plus faibles, la cavitation est importante dans les zones inter-aubes, diminuant ainsi le couple sur les aubes et la hauteur d'élévation de la pompe.

On observe un décalage entre la hauteur d'élévation simulée et expérimentale pour certaines valeurs de $NPSH$. Celui-ci peut s'expliquer par une mauvaise orthogonalité du maillage au niveau du bord d'attaque. Plusieurs autres maillages ont été testés mais c'est avec celui présenté ici que l'orthogonalité était la meilleure. Un raffinement de ce maillage au niveau du bord d'attaque n'a pas non plus résolu ce problème. Si on considère un $NPSH_{10\%}$ (correspondant à une chute de hauteur de 10%), la simulation reste proche des données expérimentales. Un moins bon accord est trouvé sur la chute de hauteur et sur le $NPSH_{3\%}$.

IV.2.4 Battement de la poche

Comme dit précédemment, aucune mesure de la fréquence de lâchers expérimentale n'a été faite. Cependant, l'extension minimum et maximum de la poche a été dessinée sur un croquis représentant le bord d'attaque d'une aube (cf. Fig. IV.6). Ce croquis a été rendu possible grâce à une pièce transparente donnant un accès visuel, via cet œillard, à la pompe lors de son fonctionnement.

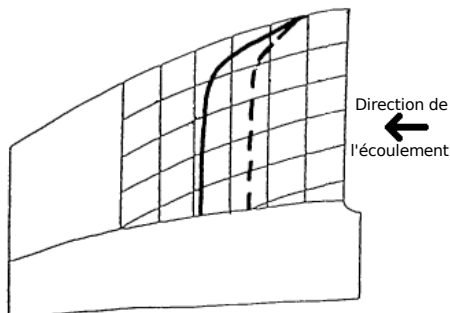


FIGURE IV.6 – Extension minimum et maximum de la poche de cavitation relevé expérimentalement pour un débit de $0.8 Q_n$ et à $NPSH = 14.69 m$ - la ligne continue donne l'extension maximum de la poche et la ligne pointillée son extension minimum. Un quadrillage de $1 \times 1 cm$ a été tracé depuis le bord d'attaque de l'aube.

Le tableau IV.3 résume les différents $NPSH$ expérimentaux pour lesquels la forme de la poche a été dessinée sur un croquis pour des débits correspondant à ceux simulés.

$NPSH$ pour le débit nominal [m]	$NPSH$ pour 80% du débit nominal [m]
25.74 <i>stable</i>	35.76 <i>stable</i>
20.7 <i>stable</i>	31.77 <i>stable</i>
17.09 <i>stable</i>	22.19 <i>stable</i>
12.96 <i>stable</i>	17.07 <i>stable</i>
11.39 <i>stable</i>	14.69
10.35 <i>stable</i>	13.99
9.81	12.92

TABLEAU IV.3 – Valeurs des $NPSH$ pour lesquels l'extension de la poche a été relevée expérimentalement pour les deux débits simulés.

Comme pour l'hydrofoil testé précédemment, on observe une différence de pression en entrée entre les valeurs expérimentales et les valeurs simulées pour une même longueur de poche. De plus, malgré l'instationnarité du modèle, la cavitation dans la pompe donne des poches quasi stationnaires pour chacun des cas simulés. Le problème vient certainement de la pression imposée comme constante en sortie de la pompe. Expérimentalement, cette pression n'a pas été mesurée. On peut néanmoins comprendre que la pression en sortie de roue doit osciller à la fréquence de passage entre les aubes de la roue et celles du diffuseur. La roue et le diffuseur contiennent tous deux 7 aubes et la pompe tourne à une vitesse de $50 Hz$. On fait donc l'hypothèse que la pression de sortie de la roue oscille avec une fréquence de $350 Hz$.

Cette hypothèse a pu être vérifiée via des simulations effectuées en ajoutant le diffuseur et en utilisant un modèle rotor-stator [Vandelle, 2017]. Une pression constante a été imposée en sortie du diffuseur et un débit en entrée. On a alors pu constater que la pression oscillait avec une fréquence de $350 Hz$ et une amplitude d'environ $0.2 bar$ en moyenne (à $Q = 0.8 Q_n$ et $\overline{p_{out}} = 11.5 bar$).

Cette nouvelle condition de sortie nous permet d'avoir une meilleure similitude entre nos résultats de simulation et le comportement de la poche relevé expérimentalement (cf. Fig. IV.6 et IV.7). De plus, cette condition oscillante ne change pas les performances hydrauliques déjà présentées.

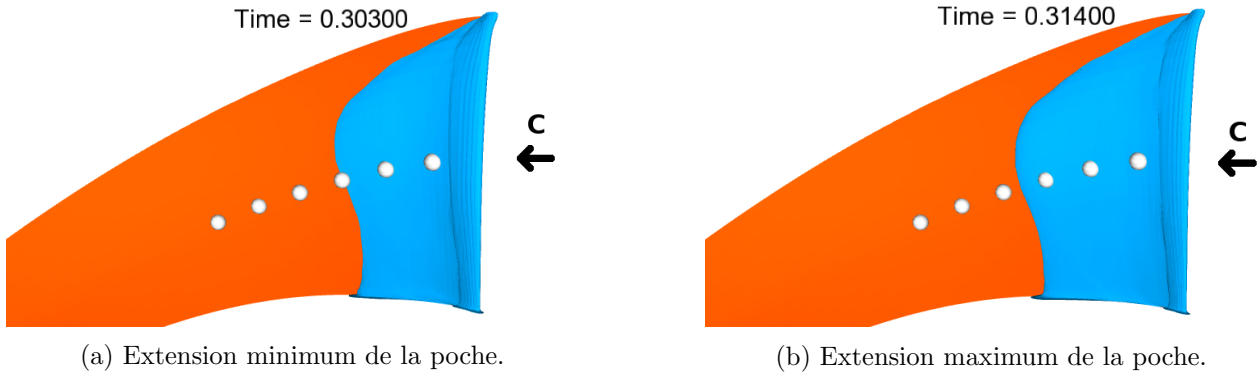


FIGURE IV.7 – Battement de l'isosurface du taux de vide à 10% pour un débit de $0.8Q_n$ et à $NPSH = 7.91\text{ m}$ obtenus numériquement - les points blancs sont sur la ligne médiane de l'aube et espacés de 1 cm chacun.

Dans les vidéos réalisées lors des essais, on peut observer, pour des cas de faible $NPSH$, un jet rentrant ainsi que des lâchers de structures cavitantes. Ces observations expérimentales ne sont pas constatées dans nos simulations. Une tentative de raffinement local et de changement de constantes du modèle de Reboud ou de Merkle n'ont pas eu d'effet sur ce phénomène (la poche simulée reste trop fine). Après une étude sur la répartition de pression sur l'aubage, le modèle de prédiction de l'intensité de cavitation est néanmoins appliqué afin de voir si des résultats comparables à ceux expérimentaux peuvent être trouvés.

IV.2.5 Répartition de la pression sur l'aubage

Toujours dans le but de vérifier si le comportement cavitant de la pompe est bien simulé, le profil de charge à mi-envergure est analysé (cf. Fig. IV.8). Pour ce faire, la pression dans les mailles les plus proches de la ligne médiane de l'aube, à laquelle on ajoute une pression p^* permettant la quasi-superposition des courbes en bord de fuite (hors zone de cavitation), est tracée pour différents $NPSH$.

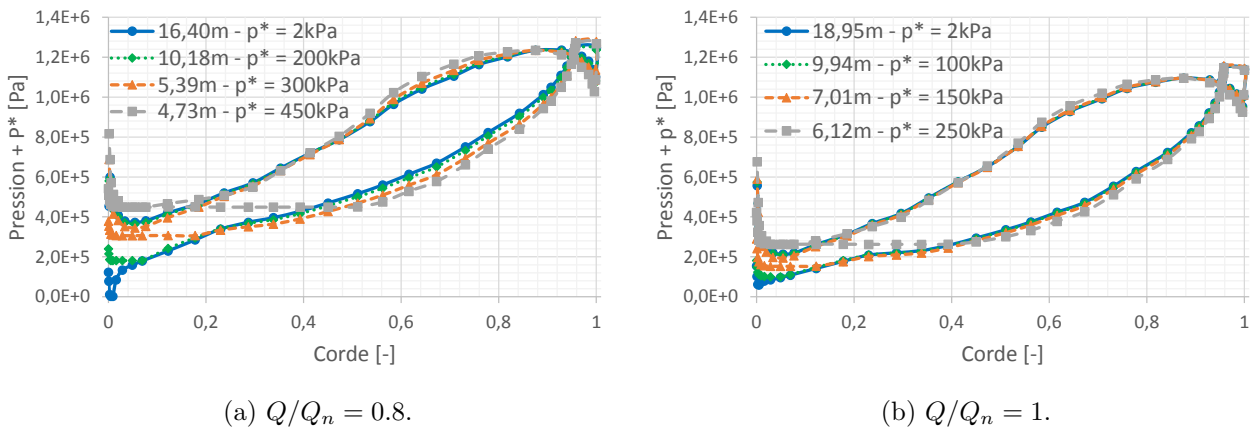


FIGURE IV.8 – Chargements d'aubage pour différents $NPSH$ à deux débits d'entrée différents.

On retrouve bien le comportement caractéristique du chargement d'aubage à mi-envergure (moyennée en temps dans notre cas) constaté dans d'autres simulations de cette même géométrie [Pouffary, 2004]. Le lieu où la pression est constante nous permet d'observer directement la taille moyenne de la poche qui se développe sur l'aube pour chacun des valeurs de $NPSH$ considérées dans nos simulations.

IV.3 Prévision de l'intensité de cavitation

En comparant les tableaux IV.3 et IV.4, on s'aperçoit que les valeurs de $NPSH$ considérées lors des essais et dont on connaît la taille et le comportement de la poche, ne sont pas tout à fait les mêmes que ceux dont on connaît le marquage [Archer *et al.*, 1997]. De plus, tout comme pour la poche, ce marquage a été visuellement constaté, des zones de marquage ont été tracées sur un schéma d'aube (cf. Fig. IV.9). Les zones de forte érosion ont ensuite été mesurées par profilométrie laser.

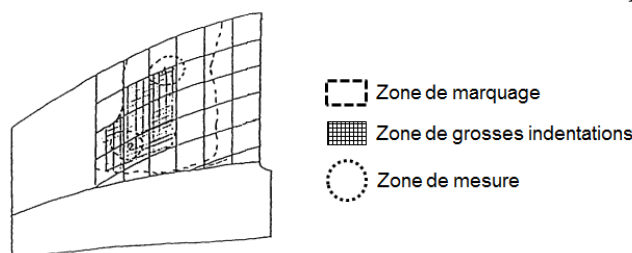


FIGURE IV.9 – Marquage relevé expérimentalement pour un débit de $0.8 Q_n$ à $NPSH = 14 m$ - un quadrillage de $1 \times 1 cm$ a été tracé depuis le bord d'attaque de l'aube.

$NPSH$ pour Q_n [m]	21.2	16.6	16.5	12.8	11.6	10.7
$NPSH$ pour $0.8 Q_n$ [m]	31.9	22.3	14			

TABLEAU IV.4 – $NPSH$ pour lesquels le marquage sur une aube a été relevé expérimentalement pour les deux débits simulés.

Le modèle de prévision de l'intensité de cavitation ayant donné de très bons résultats sur le NACA 65012, le but est d'appliquer ce même modèle à la pompe.

IV.3.1 Sans modification du modèle de l'intensité de cavitation

Tout d'abord, le même modèle est appliqué à Q_n avec une taille de poche proche du cas expérimental $NPSH = 20.7 m$ (cf. Fig IV.10).

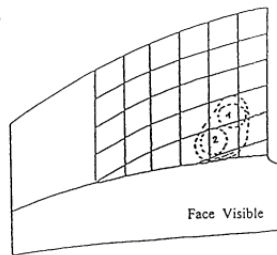


(a) Position de la poche de cavitation relevée expérimentalement à débit nominal et à $NPSH = 20.7 m$ - un quadrillage de $1 \times 1 cm$ a été tracé depuis le bord d'attaque de l'aube.

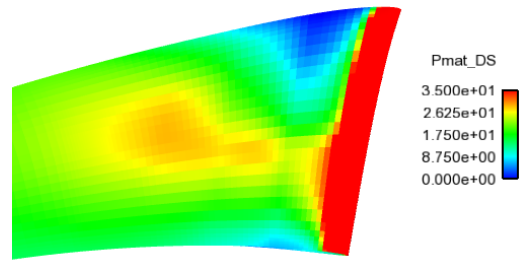
(b) Visualisation de l'isosurface à 10% du taux de vide à débit nominal et à $NPSH = 10.5 m$.

FIGURE IV.10 – Comparaison de l'allure de la poche relevée expérimentalement ($NPSH = 20.7 m$) et celle simulée ($NPSH = 10.5 m$) à débit nominal (poche stable).

Malgré un décalage important pour les valeurs de $NPSH$, la même allure de poche est retrouvée. Le calcul de l'intensité de cavitation est fait en utilisant ces mêmes conditions aux limites et l'intensité prédite est comparée au marquage à $NPSH = 21.2 m$ (cf. Fig. IV.11).



(a) Marquage relevé expérimentalement à débit nominal à $NPSH = 21.2 m$ - un quadrillage de $1 \times 1 cm$ a été tracé depuis le bord d'attaque de l'aube.



(b) Visualisation de $\mathcal{P}_{mat}/\Delta S$ à débit nominal à $NPSH = 10.5 m$.

FIGURE IV.11 – Comparaison entre le marquage relevé expérimentalement ($NPSH = 21.2 m$) à débit nominal et l'intensité de cavitation à un instant donné avec le même modèle que pour le NACA 65012.

La poche étant stable, une comparaison avec l'intensité de cavitation instantanée ou moyennée donne les mêmes résultats.

On remarque ici que le calcul de l'intensité de cavitation instantanée présente des divergences importantes par rapport au marquage relevé expérimentalement. Au niveau du bord d'attaque de l'aube, une large zone de forte intensité de cavitation est prédite alors qu'aucun endommagement n'est expérimentalement constaté. Des résultats incohérents nous ont conduit à modifier la sélection des cellules prise en compte dans le calcul de I_{cav} .

IV.3.2 Introduction d'un cône d'influence

Pour le cas de la pompe, une mauvaise prise en compte des cellules émettrices est constatée. Pour l'hydrofoil, le choix se fait en considérant uniquement les cellules situées dans le demi-espace au-dessus de l'élément considéré (cf. Fig. III.2 et IV.12a). Le gauchissement de la surface de l'aube ne nous permet plus de sélectionner les cellules émettrices de l'onde de surpression (dont dépend l'intensité de cavitation) aussi simplement. En effet, pour l'hydrofoil, n'importe quelle cellule située au-dessus de la surface étudiée peut émettre une onde dont le chemin va directement du point d'émission à la surface. Dans le cas de l'aube, ce chemin peut rencontrer une surface solide avant d'atteindre la surface étudiée (cf. Fig. IV.12).

Lors de l'impact oblique d'une onde de pression sur une interface, une partie de l'onde est réfléchiée et l'autre est transmise au matériau (cf. Fig. IV.13). Les relations entre les angles d'incidence (i_1), de réflexion (r) et de réfraction (i_2) sont définies par la loi de Snell-Descartes (cf. éq. (IV.3)) :

$$\frac{\sin(i_1)}{c_1} = \frac{\sin(r)}{c_1} = \frac{\sin(i_2)}{c_2}, \quad (IV.3)$$

avec c_1 la célérité dans le milieu 1 et c_2 celle dans le milieu 2.

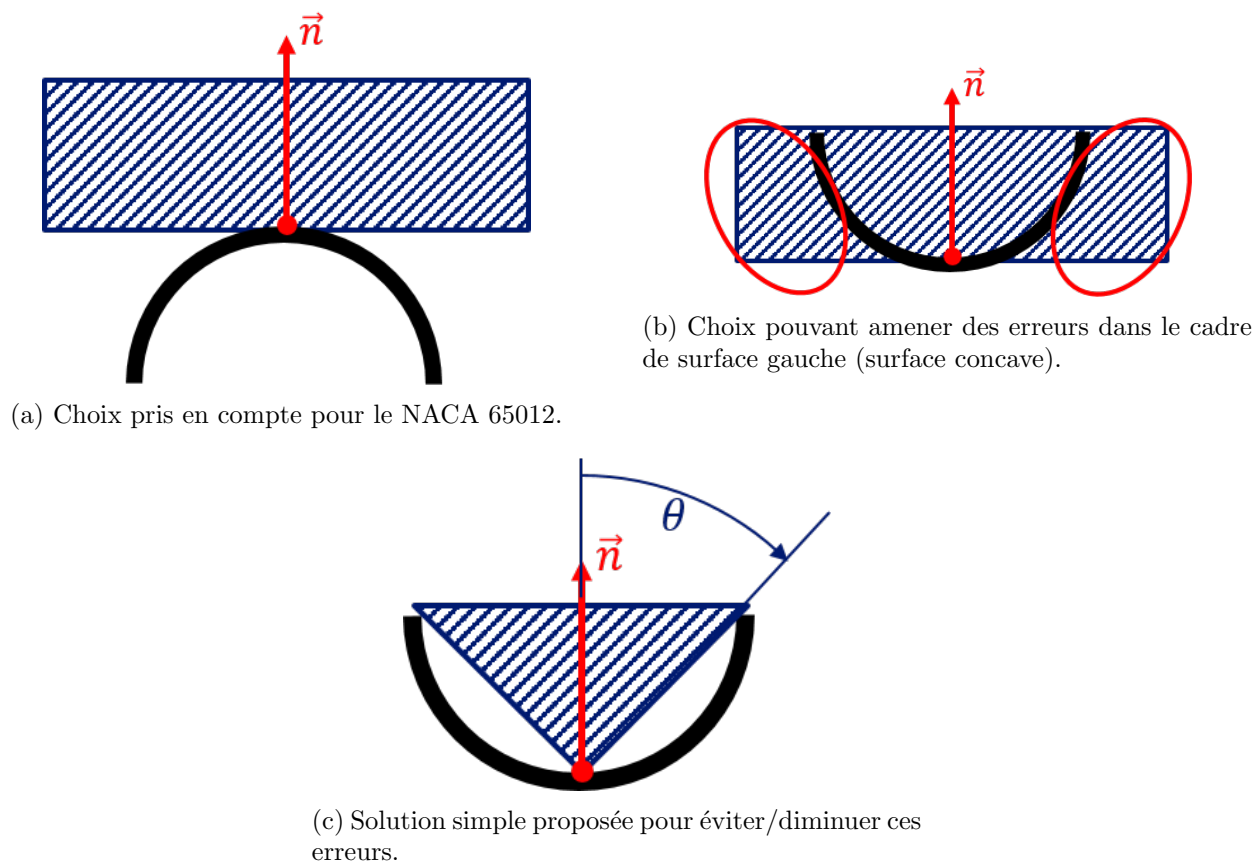


FIGURE IV.12 – Choix des cellules (hachurées en bleu) dont la puissance volumique va être projetée sur la surface au niveau du point rouge.

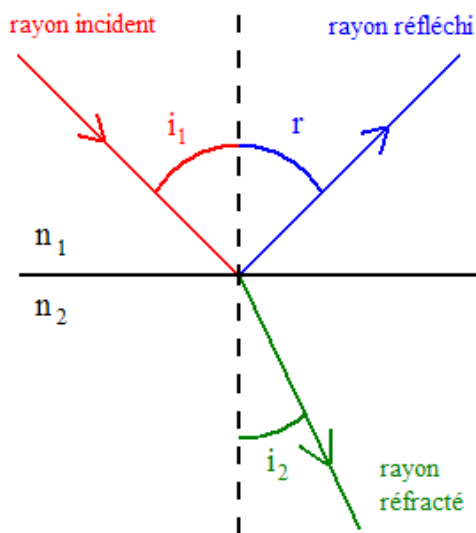


FIGURE IV.13 – Réflexion et réfraction des ultrasons à la frontière entre deux milieux.

Dans notre cas, nous prenons de l'eau pour le milieu 1 ($c_l \sim 1500 \text{ m.s}^{-1}$) et de l'acier pour le milieu 2 ($c_2 \sim 5000 \text{ m.s}^{-1}$) [Reboud et Archer, 2005]. Nous avons donc un rapport $c_2/c_l \sim 3$. Au delà d'un angle limite, l'onde est entièrement réfléchi. L'introduction d'un angle θ dans le choix des cellules émettrices est donc physiquement justifiée.

La définition de l'intensité de cavitation instantanée se trouve alors légèrement modifiée (cf. équ. (IV.4)) en introduisant une condition sur l'angle des cellules émettrices.

$$\frac{\mathcal{P}_{mat_j}}{\Delta S_j} = \frac{1}{\Delta S_j} \sum_{i/(O_j M_{i,n_j}) < \theta} \frac{\Omega_{ij}}{4\pi} \mathcal{P}_{cav_i} \quad [W.m^{-2}], \quad (IV.4)$$

avec $\theta < 90^\circ$ le demi-angle au sommet du cône d'influence.

Les résultats sur l'intensité de cavitation sont présentés figure IV.14.

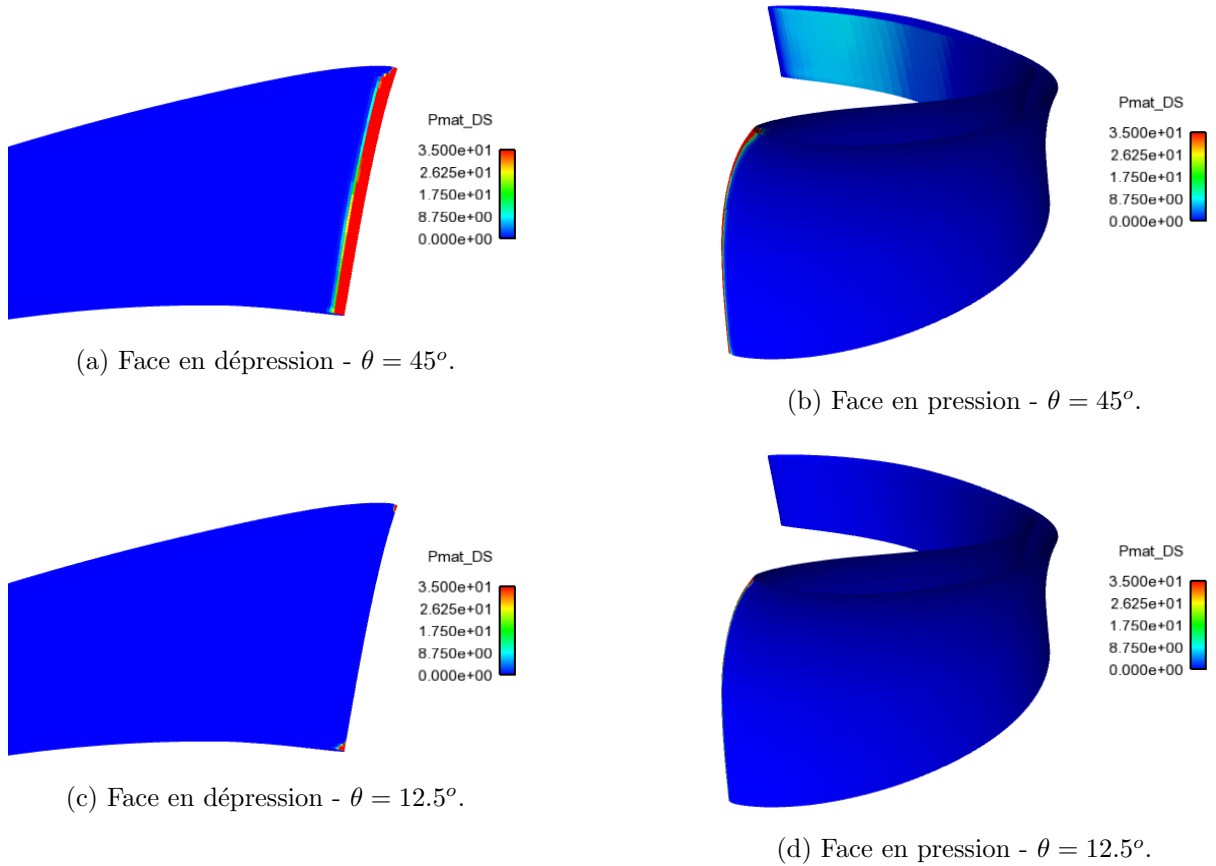


FIGURE IV.14 – Visualisation de l'intensité de cavitation à un instant donné avec prise en compte d'un angle θ dans le choix des cellules émettrices.

La prise en compte de cet angle ne résout pas tous les problèmes. Pour $\theta = 45^\circ$, de l'intensité de cavitation est toujours prédite au niveau du bord d'attaque alors que pour $\theta = 12.5^\circ$, seuls les coins supérieurs et inférieurs du bord d'attaque semblent donner lieu à de l'intensité de cavitation. En diminuant les échelles de l'intensité de cavitation analysée (cf. Fig. IV.15), on se rend compte qu'il n'y a quasiment plus d'intensité prédite avec un angle de 12.5° alors que deux zones apparaissent pour $\theta = 45^\circ$, une sur le haut de l'aube et une autre (petite mais présente quand même) à l'endroit où de l'érosion est expérimentalement constatée.

L'analyse de l'influence de θ pourrait être approfondie lors des études futures complémentaires. Pour la suite, un θ de 45° est utilisé.

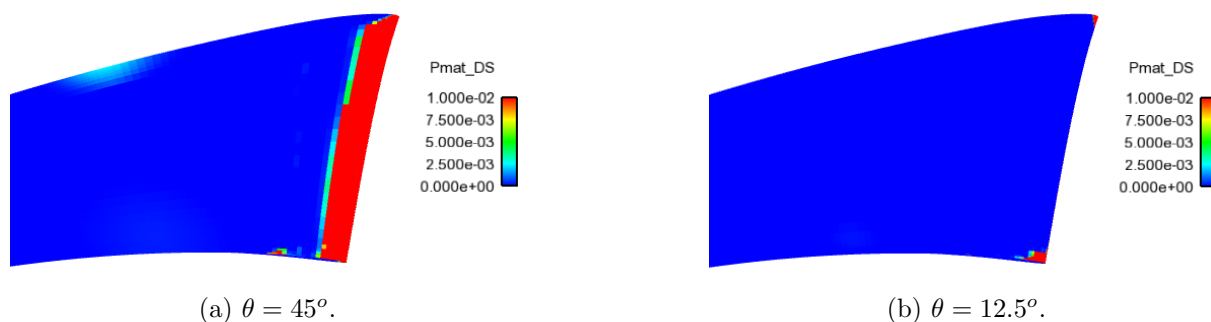


FIGURE IV.15 – Visualisation de l'intensité de cavitation à un instant donné au niveau de la face visible de l'aube avec prise en compte d'un angle θ dans le choix des cellules émettrices.

IV.3.3 Introduction d'une limite en taux de vide

La présence de vapeur est nécessaire pour l'érosion de cavitation. L'idée ici est donc de sélectionner les éléments du fluide allant endommager l'aube. Ces éléments doivent impérativement avoir une certaine quantité de vapeur. La figure IV.16 montre le résultat de l'intensité de cavitation à un instant donné, en prenant $\theta = 45^\circ$ et en considérant les cellules ayant $\alpha > 10^{-3}$.

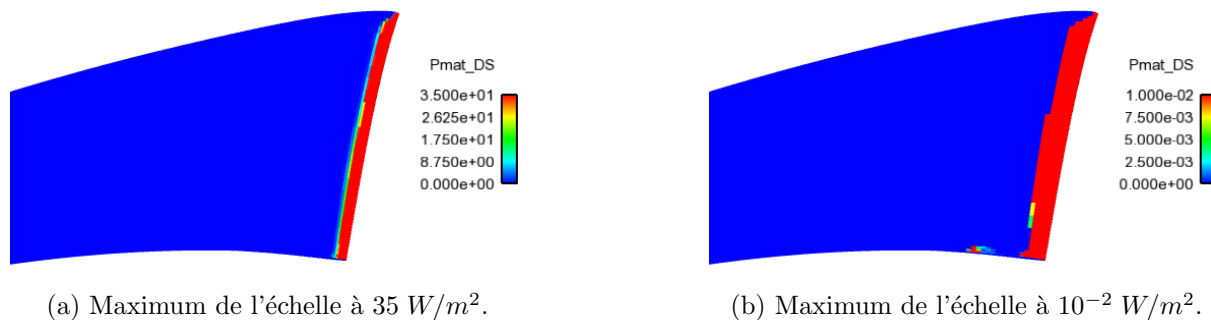


FIGURE IV.16 – Visualisation de l'intensité de cavitation à un instant donné avec prise en compte d'un angle $\theta = 45^\circ$ et d'une limite en taux de vide $\alpha > 10^{-3}$ dans le choix des cellules émettrices.

On remarque peu de différence entre l'intensité prédite auparavant et en utilisant ce nouveau choix de cellules émettrices. Néanmoins, la zone de prévision de l'érosion sur le haut de l'aube a disparu alors que celle au niveau du pied de l'aube est toujours présente.

IV.3.4 Discussion

En regardant de plus près ce qu'il se passe dans le fluide, on s'est rendu compte que la puissance volumique était surestimée au niveau du bord d'attaque et que cette surestimation venait de la divergence de la vitesse. Aucune solution pour parer à ce problème n'a pour le moment été trouvée et un raffinement du maillage dans cette zone n'a pas changé cette observation. Cette surestimation provient très probablement d'une erreur d'orthogonalité (que le raffinement n'améliore pas) du maillage à ce niveau.

Les zones de marquage constatées expérimentalement étant proches du bord d'attaque, la zone de surestimation à ce niveau nous empêche toute comparaison avec la plupart des données expérimentales. Un seul cas ($Q = 0.8 Q_n$, $NPSH = 14 \text{ m}$) présente un marquage éloigné du bord d'attaque (cf. Fig. IV.9). Ce cas est donc simulé afin de vérifier si l'intensité de cavitation reste comparable à la zone d'endommagement constatée.

IV.4 Analyse de la prédiction

Seul le cas expérimental $Q = 0.8 Q_n$, $NPSH = 14 m$ est simulé ici.

Précédemment, la longueur expérimentale de la poche pour une valeur de $NPSH$ de $14.7 m$ a été comparée à une valeur de $NPSH$ simulée de $7.91 m$ (cf. Fig. IV.7). La valeur expérimentale du $NPSH$ pour laquelle le marquage a été relevé étant de $14 m$, nous prenons une valeur de $NPSH$ simulée inférieure à $7.91 m$. Nous choisissons une valeur de $6.43 m$ pour laquelle le comportement dynamique de la poche reste semblable.

En s'appuyant sur les résultats précédents de la prédiction de l'intensité de cavitation à débit nominal, on décide d'utiliser les mêmes modifications du modèle de prédiction de l'intensité de cavitation : seules les cellules ayant un angle $\theta < 45^\circ$ par rapport à la normale de la surface étudiée et un taux de vide d'au moins 10^{-3} sont considérées comme potentiellement dommageables.

La figure IV.17 présente les résultats de la prédiction de l'intensité de cavitation sur une aube en utilisant différentes échelles ainsi que les résultats expérimentaux reportés sur le schéma d'une aube.

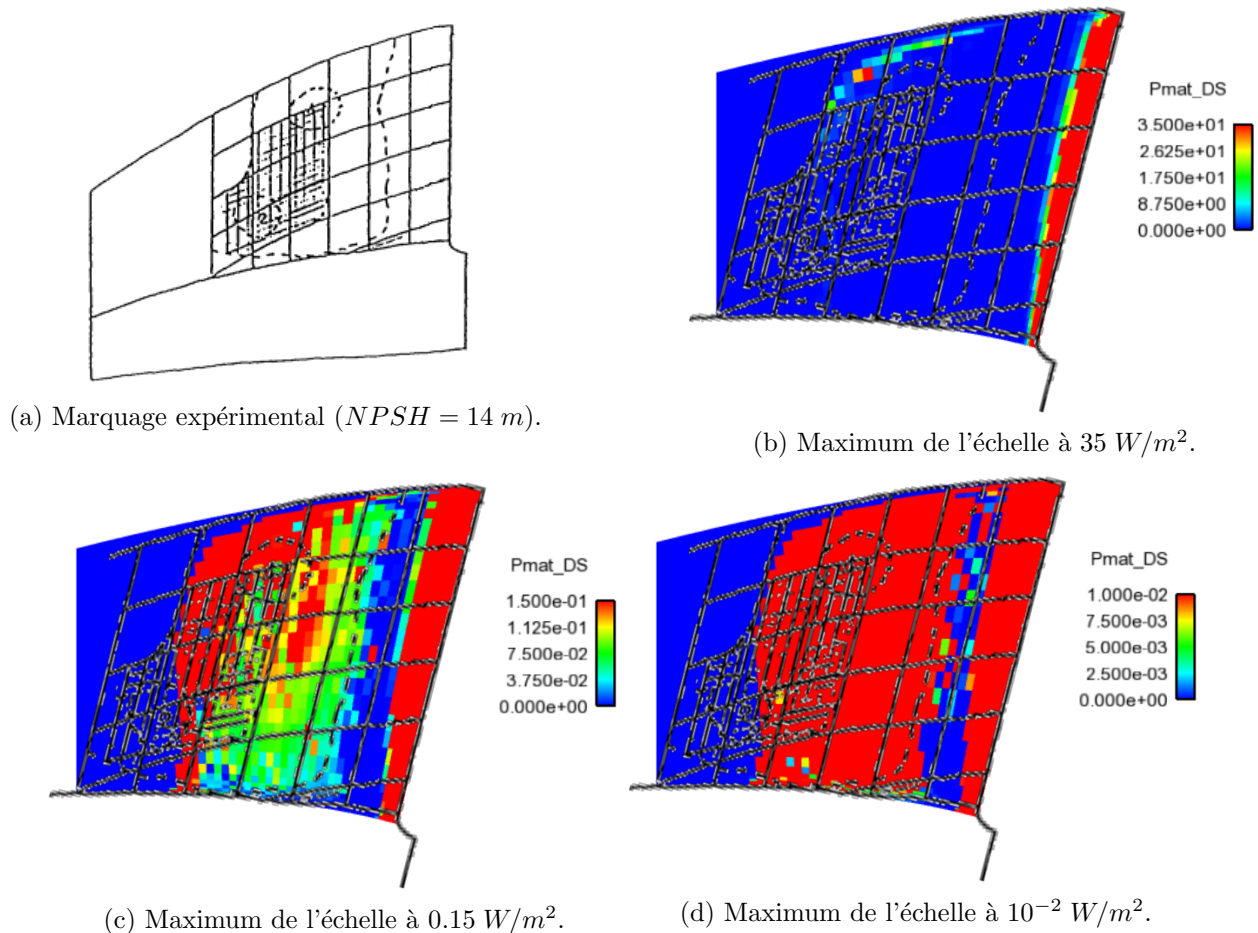


FIGURE IV.17 – Visualisation de I_{cav} ($NPSH = 6.43 m$) à un instant donné avec prise en compte d'un angle $\theta = 45^\circ$ et d'une limite en taux de vide $\alpha > 10^{-3}$ dans le choix des cellules émettrices - $Q = 0.8 Q_n$.

On remarque tout d'abord que la surestimation de cette intensité de cavitation au niveau du bord d'attaque est toujours présente alors qu'aucun marquage n'est constaté. On arrive néanmoins à bien déterminer la région marquée expérimentalement au niveau de la poche de cavitation, même si une partie du marquage située à l'aval de la fermeture de la poche n'est pas visible dans la simulation.

IV.5 Synthèse des résultats pour la pompe SHF

Les données expérimentales ne permettent pas une validation du comportement dynamique de la poche (pas de mesure des fréquences de lâchers cavitants alors que des lâchers sont présents expérimentalement).

La position de la poche a néanmoins été relevée expérimentalement à différents $NPSH$. Il est possible de retrouver, pour chaque cas expérimental, un comportement similaire dans les simulations. Deux cas sont retenus afin de comparer le marquage. Le premier (cf. Fig. IV.18), à débit nominal et pour un $NPSH$ expérimental de 20.7 m , sert de base pour mettre en place certaines modifications de notre modèle de prévision de l'intensité de cavitation.

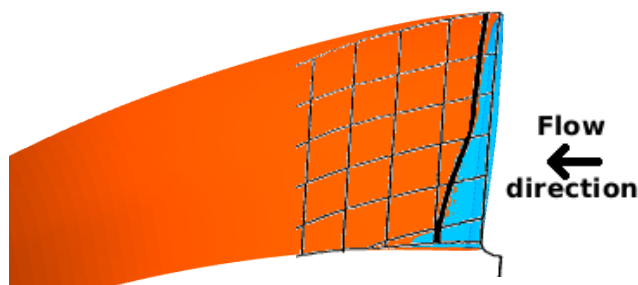


FIGURE IV.18 – Superposition de l'allure de la poche expérimentale ($NPSH = 20.7\text{ m}$) et simulée ($NPSH = 10.5\text{ m}$, isoalpa à 10%) - $Q = Q_n$ (poche stable).

L'autre cas étudié (cf. Fig. IV.19) est pour 80% du débit nominal et pour un $NPSH$ expérimental de 14.69 m . Ce cas présente un marquage situé plus en aval de l'aube ce qui nous permet de vérifier notre modèle malgré la présence d'une surestimation de l'intensité au niveau du bord d'attaque pour chacune de nos simulations.

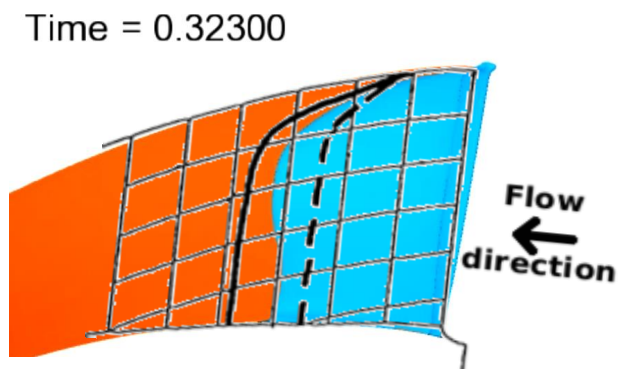


FIGURE IV.19 – Superposition de l'allure de la poche expérimentale ($NPSH = 14.69\text{ m}$) et simulée ($NPSH = 7.91\text{ m}$, isoalpa à 10%) à un instant donné - $Q = 0.8 Q_n$.

Le modèle de prévision de l'intensité de cavitation est ensuite modifié afin d'avoir une meilleure sélection des cellules émettrices dont l'onde de surpression peut avoir un impact sur la surface de l'aube étudiée. Pour ce faire, un cône d'influence pour chaque élément de surface de demi angle 45° est ajouté. Une sélection sur le taux de vide minimum des cellules fluides est également retenue pour améliorer le modèle. Le seuil de $\alpha > 10^{-3}$ doit être atteint pour que la cellule soit prise en compte dans le calcul de l'intensité (cf. Fig. ??).

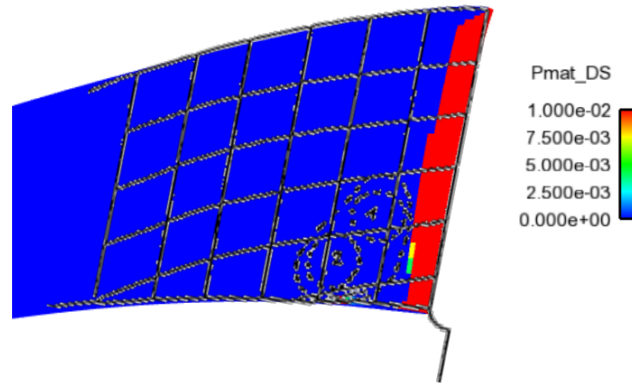


FIGURE IV.20 – Superposition de l'allure du marquage relevé expérimentalement ($NPSH = 21.2\ m$) et de I_{cav} ($NPSH = 10.5\ m$) à un instant donné - $Q = Q_n$ (poche stable) - $\theta = 45^\circ$ - $\alpha > 10^{-3}$.

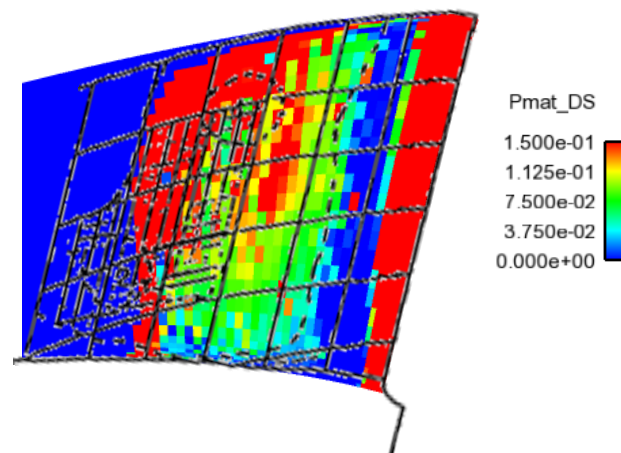


FIGURE IV.21 – Superposition de l'allure du marquage relevé expérimentalement ($NPSH = 14\ m$) et de I_{cav} ($NPSH = 6.43\ m$) à un instant donné - $Q = 0.8\ Q_n$ - $\theta = 45^\circ$ - $\alpha > 10^{-3}$

Malgré une sur-estimation au niveau du bord d'attaque, le modèle de prévision de l'intensité de cavitation semble pouvoir donner de bons résultats pour la pompe centrifuge. Un effort doit être fait sur le maillage mais également sur la précision du modèle de cavitation avec lequel aucun lâcher n'a pu être simulé au niveau des aubes de la pompe. Ces lâchers expliquent sûrement l'érosion constatée en aval de la fermeture de la poche (cas $Q = 0.8\ Q_n$) que la simulation ne parvient pas à capter.

PARTIE 3

Échelle bulle

Simulations numériques à l'échelle bulle

Sommaire

V.1	Introduction	135
V.2	Présentation générale de l'outil de simulation	135
V.2.1	Système d'équations	135
V.2.2	Équation d'état	136
V.3	Configurations étudiées	136
V.3.1	Interactions simulées	136
V.3.2	Paramètres de calculs	137
V.3.2.1	Paramètres initiaux	137
V.3.2.2	Paramètres de la loi d'état	138
V.3.2.3	Expansion en espace et en temps	138
V.3.2.4	Conditions aux limites	139
V.3.2.5	Paramètres temporels et post-traitement	139
V.3.2.6	Paramètres liés aux maillages	139
V.4	Bulle implosant en milieu infini	141
V.4.1	Bulle implosant en milieu infini : maillage sphérique	141
V.4.1.1	Objectif	141
V.4.1.2	Méthode	141
V.4.1.3	Résultats	143
V.4.1.4	Conclusion	148
V.4.2	Études 3D pour une bulle en milieu infini	148
V.4.2.1	Objectif	148
V.4.2.2	Étude en maillage "complet"	148
V.4.2.3	Domaine spatial restreint à 1/8 de l'espace	150
V.4.2.4	Domaine spatial restreint à 1/4 de l'espace	152
V.4.2.5	Synthèse des résultats	153
V.5	Études 3D pour une bulle en proche paroi, sans onde incidente	154
V.5.1	Objectif	154
V.5.2	Méthode	155
V.5.3	Résultats	155

V.5.4	Conclusion	159
V.6	Études 3D pour une bulle en milieu infini avec une onde de surpression incidente . .	160
V.6.1	Objectif	160
V.6.2	Méthode	160
V.6.3	Résultats de la propagation de l'onde de pression sans bulle	161
V.6.4	Résultats avec bulle	163
V.6.4.1	Premiers résultats : instant et pression d'implosion	163
V.6.4.2	Analyse de sensibilité : instant de génération de l'onde incidente .	165
V.6.4.3	Conclusion	166
V.7	Études 3D pour une bulle en proche paroi avec une onde incidente	167
V.7.1	Objectif	167
V.7.2	Méthode	167
V.7.3	Résultats	168
V.7.3.1	Premiers résultats	168
V.7.3.2	Analyse de sensibilité	169
V.7.4	Proposition d'un scénario "interaction de deux bulles" comme phénomène menant à l'érosion	171
V.7.4.1	L'onde incidente vue comme venant de l'implosion d'une bulle voisine	172
V.7.4.2	Évaluation de la pression	172
V.7.5	Conclusion	172
V.8	Synthèse des études à l'échelle bulle	173

V.1 Introduction

Dans le but premier de mieux appréhender le comportement de l'érosion de cavitation à l'échelle locale, considérée ici comme l'échelle d'une bulle, des simulations d'implosion de bulles sont réalisées. Ces simulations pourraient permettre la qualification d'un modèle sous-maille : où les phénomènes physiques des échelles plus petites que la taille d'une maille sont modélisés. Comme cités au §II.2.1.1.b, de nombreux auteurs ont déjà procédé à des simulations à l'échelle de la bulle, avec un raffinement en maillage plus ou moins important. Mais, si les phénomènes de tension de surface sont souvent pris en compte, celui du changement de phase est rarement inclus dans la modélisation à cette échelle. Le modèle utilisé dans la présente thèse permet l'étude de l'implosion d'une bulle de vapeur, avec changement de phase, sans prise en compte de la tension de surface.

La description du comportement d'implosion d'une bulle (ou d'un nuage de bulles) permet d'améliorer la compréhension du mécanisme d'implosion et sa modélisation. En étudiant différents cas à l'échelle locale, l'objectif est d'évaluer les causes d'amplifications et/ou les phénomènes de dissipation de l'intensité de cavitation. Différents cas sont simulés : nous étudions tout d'abord l'implosion d'une bulle en milieu infini, une paroi proche de l'implosion est ensuite rajoutée. L'influence d'une onde incidente sur l'implosion de ces deux différents cas est enfin analysée.

Ce chapitre est une étude exploratrice utilisant des calculs CFD du comportement d'une bulle afin de mieux saisir les phénomènes pouvant amener le chargement important d'un matériau soumis à un écoulement cavitant.

V.2 Présentation générale de l'outil de simulation

Les calculs présentés ci-après sont réalisés en utilisant le *Prototype Homogène Code_Saturne*. Cet outil est une déclinaison particulière de *Code_Saturne*, développé spécifiquement pour les écoulements compressibles et non visqueux, avec une approche homogène pour les trois bilans de masse, de quantité de mouvement et d'énergie et les équations de transport de la fraction volumique, massique et énergétique. Un schéma hyperbolique est implémenté. La loi d'état des gaz raides est utilisée pour caractériser les deux phases du fluide (cf. Annexe C).

Le *Prototype Homogène Code_Saturne* [Hurisse, 2014] est brièvement décrit ici, une description plus complète est faite Annexe B.

V.2.1 Système d'équations

Le fluide diphasique est considéré selon une approche homogène, c'est-à-dire comme un fluide unique, dit fluide mélange, caractérisé par sa masse volumique ρ , sa pression p , sa vitesse u et son énergie totale spécifique $E = \varepsilon + u^2/2$ avec ε son énergie interne spécifique. Les égalités des pressions, des températures et des vitesses entre les phases sont supposées dans ce modèle.

Un vecteur à 3 composantes caractérise les propriétés du mélange. Il est défini par $Y = (\alpha, y, z)^t$, avec $0 \leq Y^i \leq 1$, pour $i = 1, 2$ ou 3 . Pour chaque phase $k = l, v$, on note α_k, y_k et z_k respectivement les fractions volumique, massique et énergétique de la phase k . Par construction, on a : $Y_v^i + Y_l^i = 1$, pour $i = 1, 2$ ou 3 . Dans un souci de simplification on notera $\alpha_v = \alpha, y_v = y$ et $z_v = z$.

Les équations résolues sont l'équation de transport de Y pour la phase vapeur et les équations de bilan de masse, de quantité de mouvement et d'énergie :

$$\begin{cases} \frac{\partial}{\partial t}(Y) + u \frac{\partial}{\partial x}(Y) = \Gamma_Y, \\ \frac{\partial}{\partial t}(\rho) + \frac{\partial}{\partial x}(\rho u) = 0, \\ \frac{\partial}{\partial t}(\rho u) + \frac{\partial}{\partial x}(\rho u^2 + p) = 0, \\ \frac{\partial}{\partial t}(\rho E) + \frac{\partial}{\partial x}(\rho u E + u p) = 0, \end{cases}$$

avec $\rho = \alpha \rho_v + (1 - \alpha) \rho_l$, $y_k = \alpha_k \rho_k / \rho$, $z_k = y_k \varepsilon_k / \varepsilon$ et Γ_Y un terme source de relaxation.

Le modèle suppose que chaque fraction Y^i retourne à l'équilibre de manière exponentielle en temps. Ce temps caractéristique de retour à l'équilibre, noté λ , est pris identique pour les trois composantes soit :

$$\Gamma_Y^i = \frac{Y_{eq}^i(\rho, \varepsilon) - Y^i}{\lambda}.$$

Les valeurs à l'équilibre $Y_{eq}^i(v, \varepsilon)$ sont déterminées pour maximiser l'entropie du mélange, conformément au second principe de la thermodynamique :

$$s(Y_{eq}(v, \varepsilon), v, \varepsilon) = \max_{\{0 \leq Y \leq 1\}} (s(Y, v, \varepsilon)).$$

V.2.2 Équation d'état

La loi d'état utilisée est celle des gaz raides, pour les deux fluides. Cette loi donne une bonne approximation du comportement de la phase liquide et peut dégénérer vers l'équation d'état des gaz parfaits pour la vapeur. Les entropies et masses volumiques de chaque phase sont définies par :

$$s_k(v_k, \varepsilon_k) = C_{v,k} \ln \left((\varepsilon_k - \Pi_k v_k) v_k^{\gamma_k - 1} \right) + s_k^0,$$

$$\rho_k = \frac{p + \gamma_k \Pi_k}{(\gamma_k - 1) \varepsilon_k},$$

avec $C_{v,k}$ la capacité calorifique à volume constant pour chacune des phases, $-\Pi_k$ la pression minimale, $\gamma_k > 1$ le coefficient polytropique et s_k^0 l'entropie de référence, définis §V.3.2.2.

V.3 Configurations étudiées

V.3.1 Interactions simulées

Des configurations géométriques de complexité croissante sont simulées afin de déterminer l'effet de la présence d'une paroi et l'effet d'une onde de pression externe sur l'implosion d'une bulle unique de cavitation. Les quatre cas, correspondant à l'implosion d'une bulle en milieu infini ou en proche paroi, avec ou sans onde incidente, sont illustrés sur la figure V.1. La configuration V.1d est la plus intéressante car la plus proche de l'objectif de caractérisation des mécanismes locaux de l'érosion de

cavitation. Toutefois, une configuration intermédiaire est étudiée : l'onde seule (sans aucune bulle) en milieu infini, pour quantifier la propagation de celle-ci simulée par le code. Cette cinquième configuration est examinée avant d'introduire l'interaction de l'onde incidente avec une bulle.

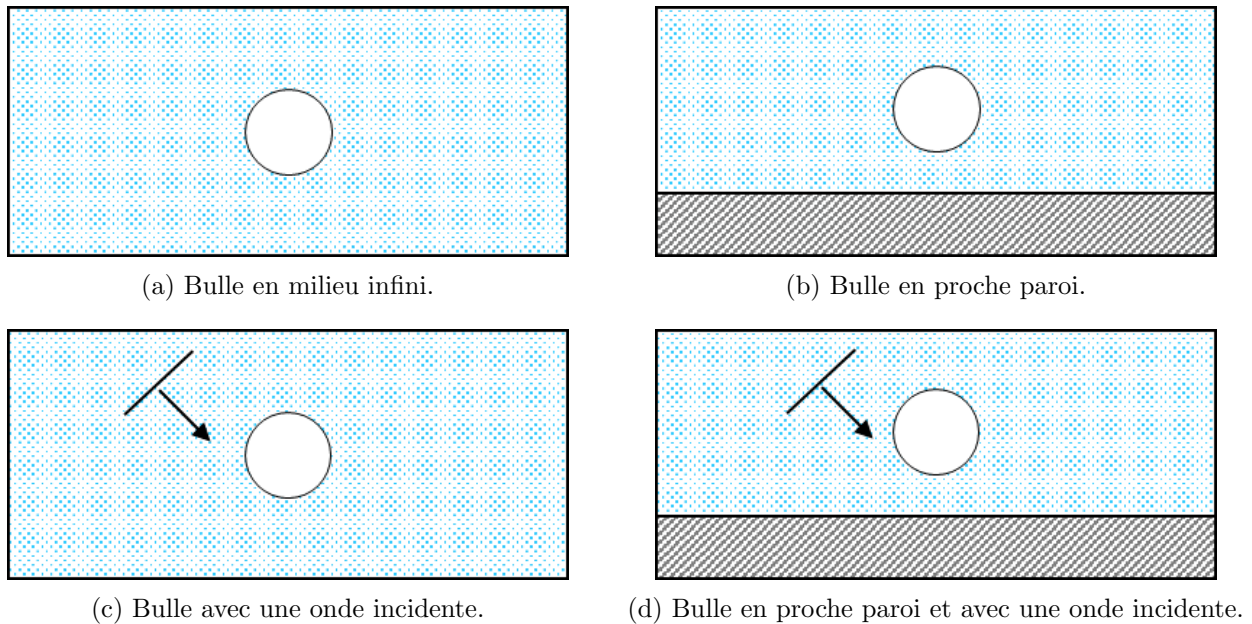


FIGURE V.1 – Les quatre configurations géométriques considérées pour les simulations.

Pour chacun de ces cas, plusieurs maillages ont été réalisés pour avoir la meilleure précision possible, mais nous utiliserons les mêmes caractéristiques de maillage lors des comparaisons entre configurations, afin de pouvoir analyser les aspects physiques a priori indépendamment des paramètres numériques.

V.3.2 Paramètres de calculs

Dans ce paragraphe les paramètres de calcul communs à toutes les simulations sont donnés.

V.3.2.1 Paramètres initiaux

Les paramètres initiaux suivants ont été définis pour l'ensemble des simulations :

- La pression à l'intérieur de la bulle de cavitation est $p_b = p_{sat}(20^\circ C) = 2340 Pa$,
- La température de l'eau est de $T_l = 20^\circ C$,
- La pression à l'extérieur de la bulle de cavitation est $p_l = 10^5 Pa = 1 bar$.

La bulle est initialement remplie de vapeur pure et définie comme une sphère de rayon $R_0 = 750 \mu m$, dont le centre est positionné aux coordonnées $(0, 0, 0)$. À l'intérieur de la bulle, on impose initialement $\alpha = y = z = 1$ et à l'extérieur $\alpha = y = z = 0$.

Pour les simulations en présence d'une paroi, la distance initiale à la paroi est fixée à $d = 1.4 R_0 = 1050 \mu m$. Cela signifie que les calculs avec paroi sont menés avec une valeur $\gamma = d/R_0 = 1.4$.

Il s'agit de la même taille de bulle et de la même géométrie que lors de l'étude menée par [Husseini et Archer, 2015] au sein d'EDF et utilisant le code *Europlexus*.

V.3.2.2 Paramètres de la loi d'état

On utilise une loi d'état des gaz raides pour chacune des phases du fluide. Les paramètres γ_k , $C_{v,k}$, π_k et s_k^0 doivent être spécifiés afin d'obtenir un comportement satisfaisant lors des simulations. Pour cela, un point de référence est choisi dans le plan thermodynamique, (p^{ref}, T^{ref}) , et les paramètres sont définis pour garantir l'équilibre des pressions, températures et potentiels chimiques de chaque phase au point de référence. Les informations supplémentaires nécessaires pour cette démarche (par exemple la masse volumique au point (p^{ref}, T^{ref})), sont calculées via un outil thermodynamique industriel (loi tabulée *THETIS*). Les paramètres s_k^0 sont définis à la fin de la procédure afin de paramétrer l'équilibre du potentiel chimique entre chacune des phases.

En faisant l'hypothèse, pour caler les lois d'états, que l'enthalpie et la densité de mélange peuvent être considérées comme celles du liquide uniquement ($h_m = h_l$ et $\rho_m = \rho_l$) et en imposant $\Pi_v = 0$ (gaz parfait), les relations thermodynamiques nous donnent alors :

$$(\gamma_v - 1) \rho_v^{ref} C_{v,v} T^{ref} = p^{ref} \quad \text{et} \quad \rho_v^{ref} c_v^{ref2} = \gamma_v p^{ref}.$$

Ces équations permettent de déterminer γ_v et $C_{v,v}$, respectivement le coefficient polytropique et la capacité thermique à volume constant :

$$\gamma_v = \frac{\rho_v^{ref} c_v^{ref2}}{p^{ref}} \quad \text{et} \quad C_{v,v} = \frac{p^{ref}}{(\gamma_v - 1) \rho_v^{ref} T^{ref}}.$$

Pour la phase liquide, l'équation de vitesse du son pour la phase liquide ainsi que les lois en pression et en température donnent :

$$\begin{aligned} \gamma_l &= 1 + \frac{c_l^{ref2}}{h_m^{ref}}, \\ \Pi_l &= \frac{\rho_m^{ref} e_m^{ref} \gamma_l - p^{ref}}{\gamma_l}, \\ C_{v,l} &= \frac{e_m^{ref} - \Pi_l / \rho_m^{ref}}{T^{ref}}, \end{aligned}$$

avec $e_m^{ref} = h_m^{ref} - p^{ref} / \rho_m^{ref}$.

Les paramètres suivants ont été choisis, en prenant $p^{ref} = 2340 \text{ Pa}$ et $T^{ref} = 20^\circ\text{C}$:

$$\begin{aligned} C_{v,v} &= 8091.4 \text{ J.K}^{-1}, \quad \gamma_v = 1.07, \quad \Pi_v = 0 \text{ Pa}, \\ C_{v,l} &= 9.41 \text{ J.K}^{-1}, \quad \gamma_l = 28.8, \quad \Pi_l = 7.65 \cdot 10^7 \text{ Pa}. \end{aligned}$$

La zone de validité de cette loi d'état est entre 0 Pa et 0.5 MPa .

V.3.2.3 Expansion en espace et en temps

Le pas de temps étant calé de façon à respecter une condition CFL de 0.45, la plus petite maille de la simulation va alors définir ce pas de temps. Du fait des dimensions spatiales de la bulle, le risque est d'être confronté à des valeurs numériques très petites (un pas de temps de 10^{-12} s par exemple) tombant en dessous de la précision de la machine (généralement 10^{-12}) et d'avoir des valeurs incohérentes. Pour éviter cela, le choix a été fait de multiplier toutes les dimensions spatiales d'un

facteur 10^6 . Le temps est alors lui aussi multiplié par ce même facteur, assurant la cohérence avec la vitesse du son. D'après la théorie de Rayleigh-Plesset (cf. Annexe D), le temps d'implosion est lui aussi multiplié par 10^6 . Notons que ce changement d'échelle en espace et en temps laisse inchangée l'échelle de pression (cf. Annexe D). Cette expansion est notamment rendue possible par le fait que la tension de surface n'est pas considérée ici.

Avec ce facteur d'expansion, le rayon de la bulle numérique devient égal à $R_0 = 750 \text{ m}$ et la distance entre la paroi et le centre de la bulle est $d = 1050 \text{ m}$. Cependant, la présentation des résultats se fera à l'échelle de la bulle originale (en μs et μm).

V.3.2.4 Conditions aux limites

Deux types de conditions aux limites sont utilisés. Leur lieu d'application est explicité plus tard pour chacun des cas :

- sortie libre, il s'agit d'une condition de sortie de type supersonique : un problème de Riemann est résolu de façon à ce que toutes les ondes sortent du domaine,
- paroi : la vitesse normale est égale à 0, équivalant à une condition de symétrie pour le code.

V.3.2.5 Paramètres temporels et post-traitement

Dans le code, le pas de temps est calculé automatiquement pour satisfaire une condition de Courant-Friedrichs-Levy, en fonction de la taille du maillage. Dans notre cas, un schéma explicite est utilisé et le maximum du CFL est imposé égal à 0.45.

Les calculs sont menés pour une durée physique de $200 \mu\text{s}$ (valeur justifiée au §V.3.2.6).

Pour la visualisation, les données sont sauvegardées toutes les 500 itérations, ce qui permet une bonne approche des phénomènes. Le logiciel ENSIGHT permet une visualisation de ces résultats.

On verra plus tard (§V.4.1.2) que des sondes sont également placées dans le maillage afin d'avoir une description plus fine de l'évolution de certaines grandeurs (à savoir, α , ρ , p , T et ε).

V.3.2.6 Paramètres liés aux maillages

Un mailleur, codé en FORTRAN, nous permet de créer les différents maillages qui seront utilisés par la suite. À cause d'un problème d'allocation des tableaux avec ce code, les maillages seront limités à un maximum d'environ 50 M d'éléments. Cette donnée limitera très souvent les études de convergence en maillage et aura donc un impact important sur les résultats des simulations.

Dans le but de limiter les effets de la viscosité numérique, la taille des cellules est gardée constante à l'intérieur de la bulle. La longueur entre le centre de la bulle et la frontière extérieure du domaine a été choisie égale à 0.3 m (300 km dans la simulation) et est justifiée au §V.4.1.3. Enfin, un coefficient d'expansion pour les cellules situées en "champ lointain" est utilisé pour optimiser le maillage, mais il doit respecter certains critères pour éviter les erreurs numériques. Nous choisissons ce coefficient de telle sorte que le ratio du volume de deux cellules adjacentes soit toujours inférieur à 1.2. Pour des tailles de mailles prises identiques dans les trois directions d'un repère cartésien, cela revient à choisir un coefficient d'élongation dans une direction égale au maximum à $1.2^{1/3} = 1.06$. Ce coefficient est le même pour tous les autres maillages. La direction y est normale à la paroi (quand elle existe).

Les maillages utilisés sont caractérisés par trois nombres (cf. Fig. V.2) :

- *BUL*, le nombre d'éléments de même taille dans un rayon de bulle,
- *LIM*, le nombre d'éléments dans une direction (x positif par exemple) qui ont la même taille que les éléments à l'intérieur de la bulle. Ce nombre permet de caractériser la taille de la zone raffinée du maillage,
- *TOT*, le nombre total d'éléments dans une direction (x positif par exemple).

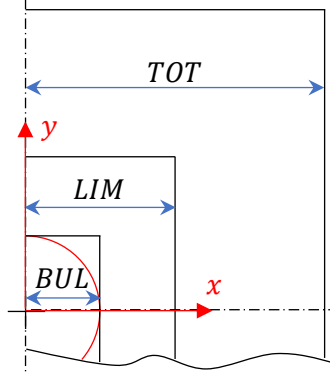


FIGURE V.2 – Caractéristiques des maillages utilisés.

La définition du domaine de calcul consiste essentiellement à définir sa longueur L_D . Les études du même type trouvées dans la littérature montrent une assez grande gamme de taille de domaine allant de 40 fois [Ochiai *et al.*, 2011] jusqu'à 100 fois le rayon de la bulle [Zein *et al.*, 2013].

Étant donné que l'évolution de la bulle génère une onde de pression, on veut s'assurer que cette onde ne va pas rebondir à l'extrémité du domaine simulé et revenir interagir avec la bulle. On considère que l'onde de pression se propage à la vitesse du son dans l'eau liquide pure en milieu infini et à température ambiante, soit une célérité de 1500 m.s^{-1} . Le temps de première implosion de la bulle est pris égale en première approximation au temps de Rayleigh-Plesset, soit $\tau_R = 69 \mu\text{s}$ pour la bulle de rayon initial $R_b = 750 \mu\text{m}$ et pour une pression de 1 bar . Pour le second collapsus, on prend la valeur fournie par [Müller *et al.*, 2009] et [Lauterborn et Kurz, 2010] qui est environ $\tau_R^* = 120 \mu\text{s}$. Ensuite, selon [Müller *et al.*, 2009], rien de significatif ne se produit après $200 \mu\text{s}$.

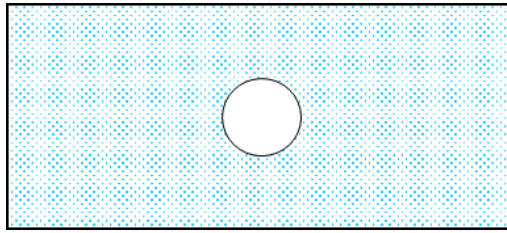
En conséquence, la limite spatiale du domaine est choisie de telle sorte que la perturbation de pression (supposée être initiée dès l'instant zéro de la simulation) y arrive au bout de $200 \mu\text{s}$:

$$c_l \tau_{obs} < L_D ,$$

avec $\tau_{obs} = 200 \mu\text{s}$, la durée totale de la simulation.

L'extension maximale du domaine spatial est donc prise égale à : $L_D = 0.3 \text{ m}$, soit 400 fois le rayon de la bulle.

V.4 Bulle implosant en milieu infini



En milieu infini, deux types de maillages seront utilisés : le premier est sphérique afin de bénéficier de la symétrie de ce cas pour atteindre le raffinement maximum de la bulle et comparer son temps d'implosion à celui de Rayleigh-Plesset ; le second est composé de cellules hexaédriques et donnera un aperçu des erreurs d'un tel maillage dans le cas où la symétrie sphérique disparaît (cas avec une paroi ou une onde).

V.4.1 Bulle implosant en milieu infini : maillage sphérique

La configuration géométrique est ici la plus simple : la bulle de vapeur de rayon $R_b = 750 \mu m$ est placée au sein d'un milieu infini rempli d'eau liquide. La symétrie sphérique de ce problème nous permet de mailler uniquement un cône dont le sommet est le centre de la bulle.

V.4.1.1 Objectif

Pour ce modèle, l'objectif est de simuler l'implosion de la bulle et de capter l'évolution de la pression le long d'un axe de la bulle. Le maillage sphérique permet, à nombre d'éléments maximum imposé par les ressources de calcul, de réduire la taille des cellules et d'obtenir une meilleure précision.

Les simulations seront comparées au modèle analytique de Rayleigh-Plesset (cf. Annexe D), souvent pris en comparaison dans la littérature. Ces simulations serviront ensuite de référence pour les calculs en maillage hexaédrique, menés avec des tailles de mailles plus importantes.

V.4.1.2 Méthode

Création des maillages

L'avantage du maillage sphérique (il est plutôt en réalité sous la forme d'un cône à base sphérique) est d'utiliser la symétrie du phénomène attendu et donc de n'utiliser qu'un nombre limité de mailles en latitude et longitude en permettant d'utiliser une résolution spatiale la plus fine possible. Pour illustration, nous allons utiliser jusqu'à 1 000 éléments à l'intérieur du rayon initial de la bulle ($BUL = 1\ 000$). L'hypothèse d'une évolution à symétrie sphérique implique qu'aucune dissymétrie d'évolution de la bulle ne pourra être détectée. De même, ce type de maillage ne permet pas aisément de simuler une paroi rigide plane ou encore une onde de pression extérieure de forme plane.

Les phénomènes attendus lors de l'implosion de la bulle se passent à une distance de l'ordre de grandeur du rayon de la bulle. Pour cela, on prendra soin d'avoir le maillage le plus fin possible dans cette zone, que nous avons choisie comprise entre la distance 0 et la distance $2 R_b$ ($LIM = 2 \cdot BUL$),

le long de l'axe x . Au-delà, on utilise une expansion du maillage, afin d'optimiser le placement de nos cellules, du fait de la contrainte d'un nombre maximum d'éléments imposé. La construction du maillage est illustrée par la Figure V.3.

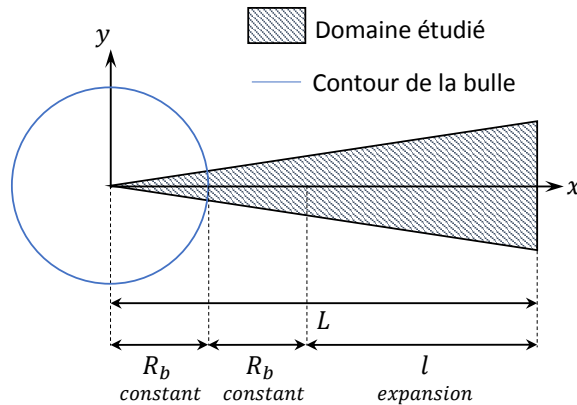


FIGURE V.3 – Domaine d'étude pour le maillage sphérique.

Comme dit dans le §V.3.2.6, les plus petits éléments sont définis par le nombre d'éléments à l'intérieur du rayon de la bulle. Quatre cas sont simulés, $BUL = 250, 500, 750$ et 1000 .

L'objectif de cette étude de convergence en maillage est de trouver un compromis acceptable entre le temps de calcul et la précision des résultats. Le critère est le temps d'implosion, qui est déterminé dans chaque cas. Après des tests d'influence sur l'angle du cône, un cône de 2° est choisi pour le domaine étudié. De plus, dans les directions latérales (latitude et longitude), une étude de convergence a permis de déduire que 5 éléments suffisent pour avoir des résultats convergés dans ces directions.

Rappelons que la condition aux limites à l'extrémité du domaine est une condition de sortie libre, alors que pour les frontières périodiques du domaine, des conditions de paroi (équivalentes à une condition de symétrie) sont définies (cf. Annexe B).

Position des sondes numériques

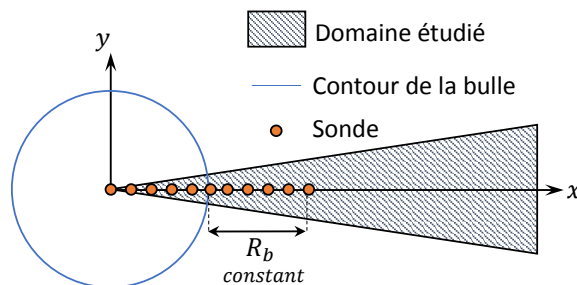


FIGURE V.4 – Positionnement des sondes pour le maillage sphérique.

Les grandeurs de la simulation qui nous intéressent, à savoir α, ρ, p, T et ε , sont sauvegardées en 11 "sondes numériques", positionnées le long de l'axe principal, tel qu'illustré qualitativement sur la figure V.4. La première sonde (*sonde_0*) est positionnée au centre de la bulle. Les 10 suivantes sont

positionnées à une distance $d_s = R_b/5$ l'une de l'autre. Ainsi la dernière sonde (*sonde_10*) est placée sur l'axe des x à la distance $d_{s,10} = 2 R_b$ de la bulle.

Chaque sonde enregistre les valeurs des grandeurs d'intérêt toutes les 100 itérations, afin d'obtenir une évolution temporelle suffisamment continue.

V.4.1.3 Résultats

Première simulation ($BUL = 750$)

La première simulation que nous allons décrire et analyser comprend 750 éléments dans le rayon de la bulle ($BUL = 750$).

La figure V.5 montre une visualisation de la distribution de la pression dans le domaine d'étude ainsi que la position de l'iso-surface à 50% du taux de vide, considérée de manière simplifiée comme l'interface gaz-liquide de la bulle. Cela permet d'observer l'évolution de la pression à l'intérieur et à l'extérieur de la bulle de vapeur, ainsi que l'évolution de sa taille au cours du temps (en μs).

Pour permettre les comparaisons, l'échelle de pression et l'échelle de longueur sont identiques sur les quatre images de la figure V.5. Par exemple, sur l'image V.5c, la zone rouge à l'intérieur de la bulle indique une pression supérieure à 1 bar.

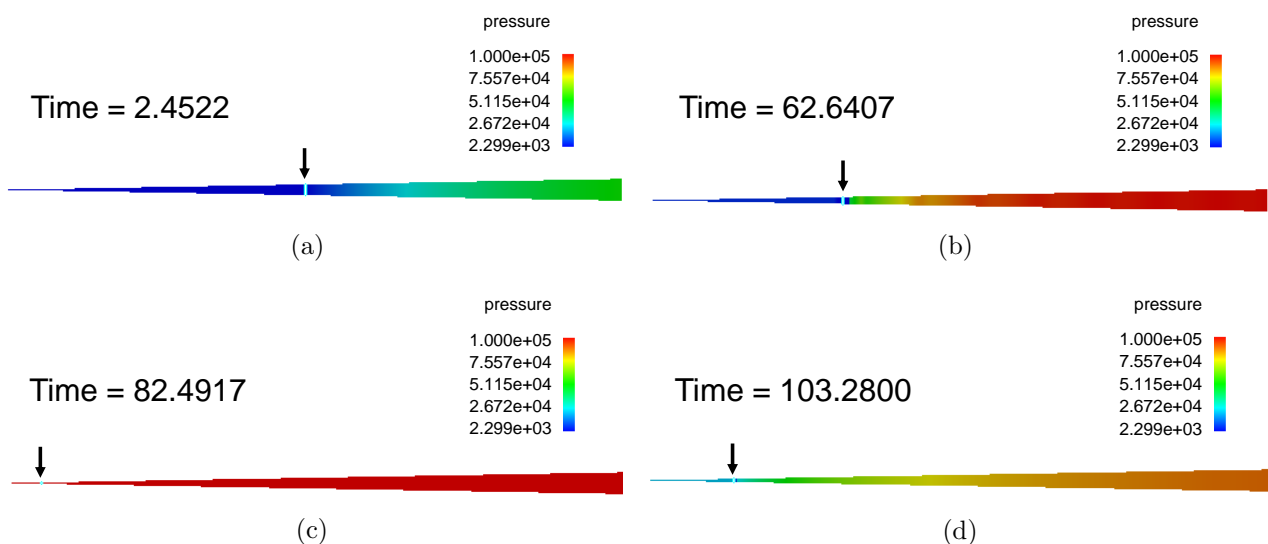


FIGURE V.5 – Profil de pression et iso-surface du taux de vide à 50% (localisée par la flèche noire) à différents instants au niveau du plan médian (x,y) - maillage sphérique, $BUL = 750$.

Évolution du rayon de la bulle :

La figure V.6 donne l'évolution du rayon de la bulle et est obtenue en notant la position de l'iso-surface $\alpha = 0.5$ à chaque pas de temps post-traité (expliquant le fait de ne jamais atteindre 0). Le rayon de la bulle diminue d'abord et atteint un minimum, puis on observe un rebond, ce qui correspond au comportement physiquement attendu. Le premier rebond est clair et on peut même observer un rebond de moindre ampleur. Cette évolution est comparée avec le comportement fourni par le modèle de Rayleigh-Plesset.

Le temps d'implosion obtenu avec les simulations est d'environ 82 μs , soit 13 μs de plus que le temps de Rayleigh (69 μs). Si l'ordre de grandeur est obtenu de manière satisfaisante, cette

différence interroge, soit sur la validité des hypothèses du modèle Rayleigh-Plesset (fluide incompressible, condensation instantanée, etc.), soit sur la validité de la simulation qui ne prend pas en compte la tension de surface.

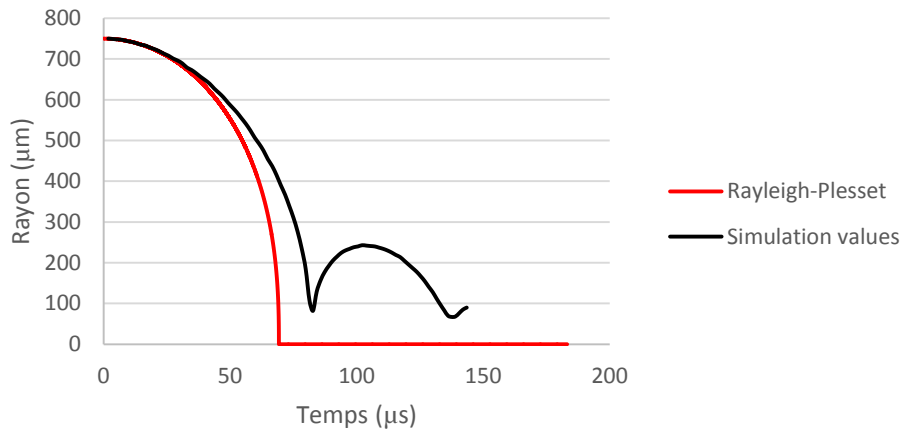


FIGURE V.6 – Évolution temporelle du rayon de la bulle - maillage sphérique, $BUL = 750$.

Évolution de la pression :

L'utilisation des sondes permet une analyse plus précise que la visualisation. La figure V.7 donne l'évolution temporelle de la pression pour différentes sondes. En particulier, au centre de la bulle (*sonde_0*), l'implosion de la bulle génère un pic de pression à $82.9 \mu s$, avec une valeur d'environ $300 MPa$. C'est ce pic de pression, une fois transporté, qui va particulièrement nous intéresser dans la configuration avec paroi, puisque c'est le chargement imposé à la paroi par cette onde de pression qui est le candidat pressenti pour expliquer la déformation plastique du matériau.

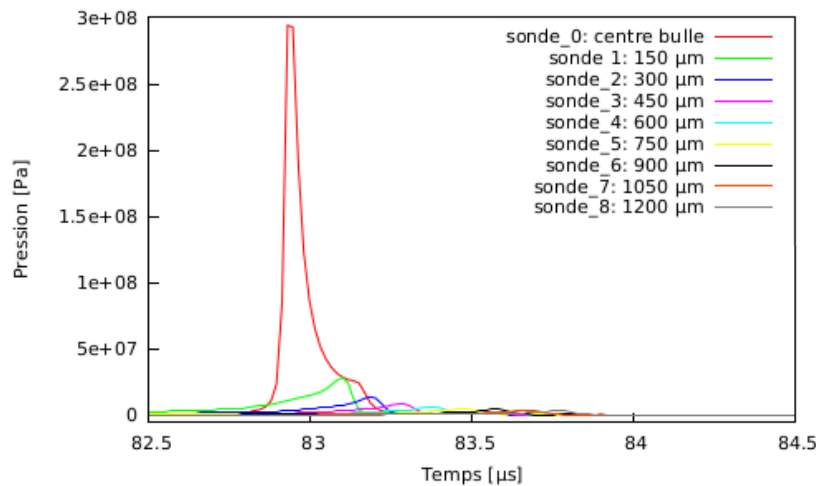


FIGURE V.7 – Évolution de la pression en différents points - maillage sphérique, $BUL = 750$.

Notons que ces résultats sont sensibles à la périodicité temporelle d'enregistrement des données. Un enregistrement à chaque pas de temps permettrait sans doute de réduire l'aspect plat du sommet du pic de pression et ainsi d'enregistrer des amplitudes supérieures. La figure V.8 constitue un zoom de la figure V.7, afin de mettre en évidence l'atténuation et l'étalement du front raide de l'onde de pression générée par l'implosion entre les sondes 1 à 5.

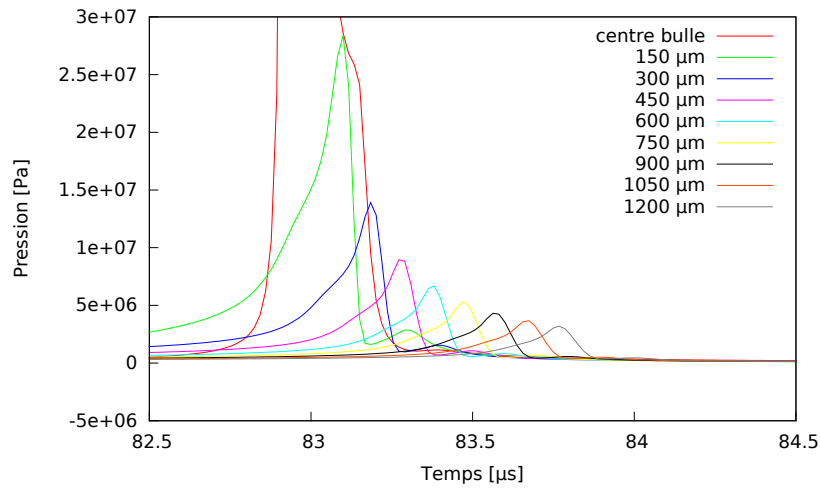


FIGURE V.8 – Atténuation de l’onde de pression (*sonde_1* à *5*) - maillage sphérique, $BUL = 750$.

L’amplitude du pic de pression, présentée dans le tableau V.1, diminue rapidement.

Temps [μs]	Distance [μm]	Pression [GPa]
83.10	150	28.30
83.18	300	14.00
83.28	450	9.12
83.38	600	6.80
83.47	750	5.27
83.57	900	4.32
83.67	1050	3.67
83.77	1200	3.19

TABLEAU V.1 – Amplitude du pic de l’onde de pression en fonction de la distance - maillage sphérique $BUL = 750$.

Ces données permettent de calculer la célérité de l’onde de pression générée par la bulle en milieu infini et de proposer une équation pour la variation du maximum de pression en fonction de la distance (cf. Fig. V.9).

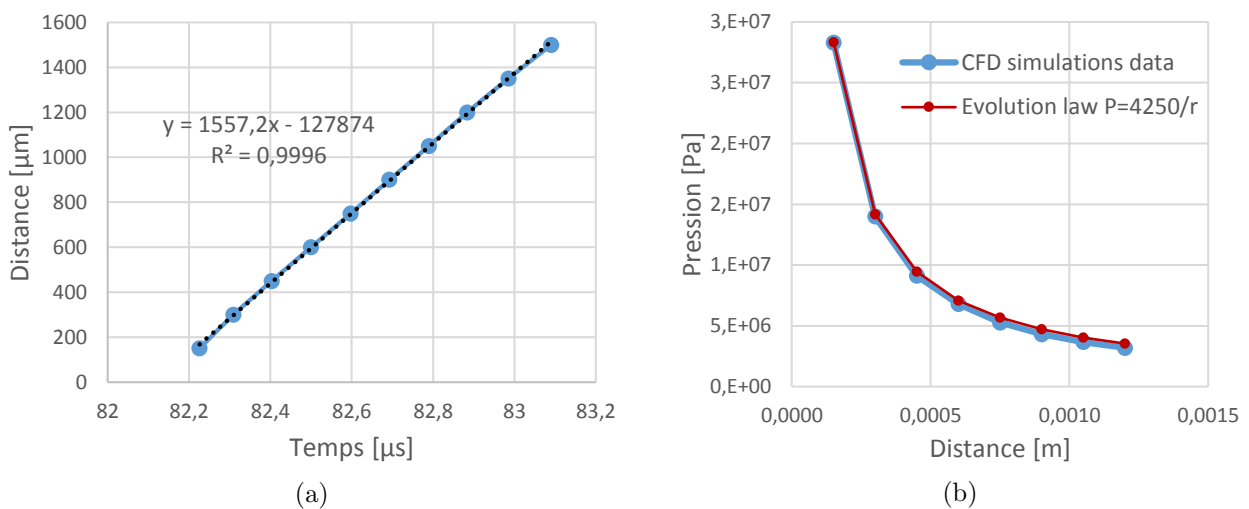


FIGURE V.9 – Calcul de la célérité de l’onde (a) et évolution de la pression du maximum de l’onde en fonction de la distance au centre de la bulle (b) - maillage sphérique $BUL = 750$.

Sur la figure V.9a, le calcul de la célérité de l'onde de pression donne une valeur de $c_{onde} = 1557 \text{ m.s}^{-1}$, cohérente avec la vitesse du son dans l'eau (c_l) et attendue de par le calage des lois d'états. Cette valeur valide ainsi le choix de la taille du domaine spatial simulé, choisie précédemment.

La loi de pression (valeur maximum de la pression de l'onde de collapsus) déduite de la figure V.9b, qui est utilisée par la suite, est la suivante :

$$p_{onde} = \frac{4250}{r} .$$

Ce résultat est en accord avec les observations de [Vogel et Lauterborn, 1988]. À partir de la définition d'énergie acoustique de l'onde, [Ward et Emmony, 1990] obtiennent également cette tendance par une approche analytique en considérant un temps de passage constant.

Analyse de sensibilité

Il s'agit de comparer les différentes simulations réalisées afin de déterminer quel est le meilleur compromis entre précision des résultats et coûts de calcul.

Variation de BUL :

La première analyse de sensibilité porte sur le nombre d'éléments à l'intérieur de la bulle. Quatre valeurs sont comparées : $BUL = 250, 500, 750$ et 1000 .

La durée d'implosion (moment où un maximum de pression est capté au centre de la bulle) dépend de la taille du maillage : plus il y a d'éléments dans la bulle, plus l'implosion est courte (cf. Fig. V.10).

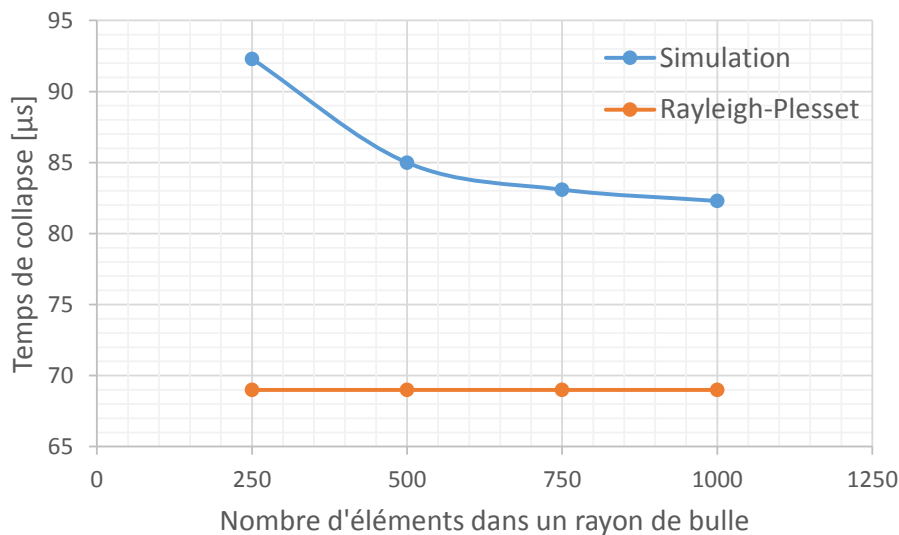


FIGURE V.10 – Temps d'implosion en fonction du maillage - Comparaison au temps d'implosion de Rayleigh-Plesset - maillage sphérique.

On note cependant une convergence de la durée d'implosion au fur et à mesure que le maillage est raffiné. Cela nous conforte donc dans le fait de ne pas augmenter la résolution, puisqu'une convergence est obtenue. De plus, le temps CPU de calcul est aussi dépendant de la taille du maillage, mais pas de manière strictement proportionnelle. Le Tableau V.2 présente, pour les quatre simulations

réalisées, en plus du nombre d'éléments sur un rayon de la bulle, le nombre total d'éléments (TOT) nécessaire pour avoir $L_D = 0.3 m$ et la durée moyenne d'une itération du calcul.

La durée de l'itération augmente avec le nombre d'éléments. Le maillage construit avec 750 éléments par rayon donne des résultats satisfaisants avec un temps de calcul plus raisonnable que celui avec 1 000 éléments, même si celui-ci reste le mieux convergé.

L'évolution temporelle du rayon de la bulle est examinée à l'aide des trois maillages les plus raffinés : 500, 750 et 1 000 éléments dans un rayon de bulle (cf. Fig. V.11).

BUL	TOT	Temps moyen d'une itération [ms]	Temps de calcul pour 200 μs de temps physique de simulation [h]
250	35 500	0.864	12.5
500	50 000	1.35	23.7
750	63 750	1.98	30.3
1 000	75 000	2.02	46.7

TABLEAU V.2 – Durée moyenne de chaque itération et temps de calcul pour différents maillages sphériques.

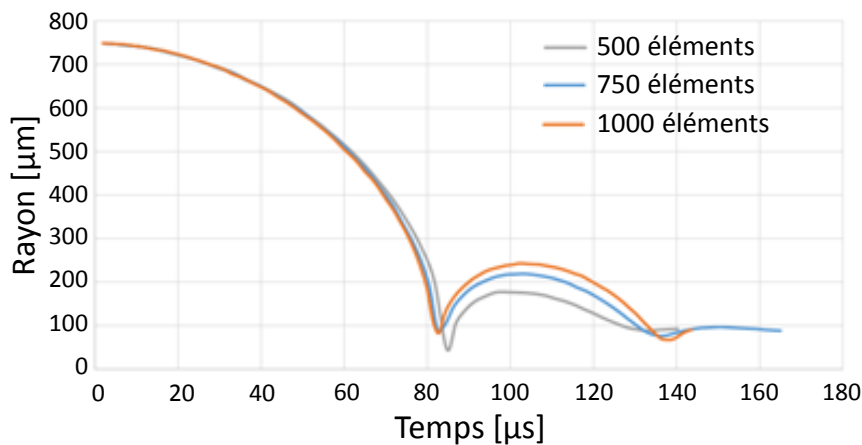


FIGURE V.11 – Évolution temporelle du rayon de bulle pour différents maillages sphériques.

Le comportement de la bulle est très semblable pour les trois maillages jusqu'à environ 60 μs . Avec 500 éléments, le collapsus dure plus longtemps et est également plus fort (le rayon diminue jusqu'à 50 μm au lieu de 90 μm pour les maillages à 750 et 1 000 éléments). Mais la différence principale réside dans le rebond qui est plus important lorsque le maillage est plus fin : avec 1 000 éléments, le rayon rebondit jusqu'à 250 μm , alors qu'il n'atteint que 180 μm avec 500 éléments.

Variation de L_D :

Une autre étude de sensibilité consiste à examiner l'influence de la longueur du domaine spatial. Pour ce faire, deux simulations d'implosion avec $L_D = 0.3 m$ et $L_D = 0.4 m$ sont menées en gardant $BUL = 750$ constant entre ces deux simulations.

Les autres caractéristiques décrites au §V.4.1.2 sont gardées identiques.

Les deux simulations donnent des résultats tout à fait identiques, ce qui conforte le choix d'une longueur du domaine spatiale de $0.3 m$, suffisante pour éviter tout problème lié à une possible réflexion de l'onde sur la frontière extérieure.

V.4.1.4 Conclusion

L'utilisation du maillage sphérique permet un bon raffinement du maillage dans et autour de la bulle afin d'obtenir des résultats jugés satisfaisants, qui serviront à partir de maintenant de référence pour la suite de nos simulations.

Le comportement physique de la bulle en milieu infini, approché à partir de la solution analytique de Rayleigh-Plesset, est bien simulé avec l'outil de simulation utilisé. La diminution du rayon de la bulle et son rebond sont bien reproduits, même si la durée de la phase d'implosion est supérieure d'environ $10 \mu s$ au temps de Rayleigh, pouvant s'expliquer par la prise en compte de la compressibilité du fluide et d'un retard à l'équilibre thermodynamique dans le modèle numérique. Du fait des hypothèses restrictives sur le modèle, il n'est pas possible d'attribuer cette différence aux lacunes de la solution analytique ou bien aux imperfections du code. L'analyse de sensibilité a permis de montrer qu'une convergence en maillage était obtenue à partir de 750 éléments dans le rayon de la bulle.

V.4.2 Études 3D pour une bulle en milieu infini**V.4.2.1 Objectif**

Le maillage précédent, tirant parti de la symétrie sphérique de la configuration géométrique, ne peut être utilisé simplement pour prendre en compte des plans, ce qui est nécessaire pour simuler une onde incidente et/ou une paroi plane. Un autre maillage, plus aisément adaptable aux étapes suivantes de nos simulations, est donc créé. Ce maillage est constitué d'éléments hexaédriques. Compte-tenu de notre contrainte de nombre maximal d'éléments imposé pour le moment, ce nouveau maillage est moins raffiné que le précédent. En conséquence, une comparaison des résultats obtenus avec ce maillage et avec le maillage sphérique est faite en simulant la même configuration pour la bulle en milieu infini.

L'ensemble du domaine spatial autour de la bulle est d'abord maillé, ce maillage est appelé "maillage complet". Puis les symétries permettent d'examiner un maillage réduit à $1/4$ de l'espace puis à $1/8$, de manière à avoir des tailles d'éléments plus petites, tout en conservant le nombre total d'éléments imposé. Les conditions des simulations sont identiques à celles déjà présentées au §V.3.2.

V.4.2.2 Étude en maillage "complet"**Objectif**

L'objectif est de construire un maillage tridimensionnel et d'examiner la différence de résultats des simulations avec le maillage sphérique (pris comme solution de référence).

Méthode

La méthode est toujours de raffiner le plus possible à l'intérieur et à proximité immédiate de la bulle initiale, en s'autorisant des éléments plus grands aux extrémités du domaine, c'est-à-dire loin du centre (cf. Fig. V.12).

Pour construire ce maillage, on choisit, $BUL = 60$, $LIM = 75$ et $TOT = 186$ (cf. Fig. V.2). Pour la bulle de rayon $R_b = 750\mu m$, la taille des plus petits éléments est donc de $750/60 = 12.5 \mu m$ de côté.

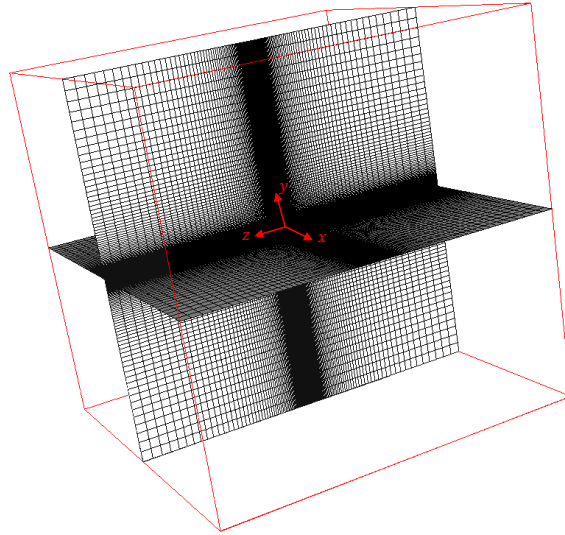


FIGURE V.12 – Aperçu du maillage "complet".

Résultats

Durée du collapsus :

Qualitativement, le phénomène physique observé lors de la simulation reste le même que celui observé avec le maillage sphérique. On observe la bulle se contracter jusqu'à son implosion, faisant se propager une onde de pression dans le liquide. Néanmoins, aucun rebond n'est observé avec le maillage "complet".

Le premier collapsus apparaît à $93 \mu s$, soit $12 \mu s$ après celui du maillage sphérique avec 750 éléments dans un rayon de bulle, à cause d'un raffinement du maillage dans la bulle pas assez fin.

Génération du pic de pression :

La figure V.13 montre le profil de pression des sondes *sonde_0* à *sonde_4* espacées deux à deux de $150 \mu m$ suivant la direction x (et donc initialement à l'intérieur de la bulle). L'implosion est ici bien décrite par la *sonde_0*. La bulle implose et une pression maximum ($\sim 2.7 MPa$) est atteinte au centre de la bulle, quasiment 100 fois moins qu'avec le maillage sphérique. Pour les autres sondes, la première augmentation soudaine de la pression est liée à la contraction de la bulle et au passage de la sonde du milieu gazeux à celui liquide. On peut, par exemple, en déduire que la bulle a une taille de $600 \mu m$ au bout d'environ $83 \mu s$. Cependant, le comportement décrit par ces sondes n'est pas physique (une pression plus importante est constatée à $150 \mu m$ de la bulle avant son implosion) et le maillage n'est pas assez raffiné.

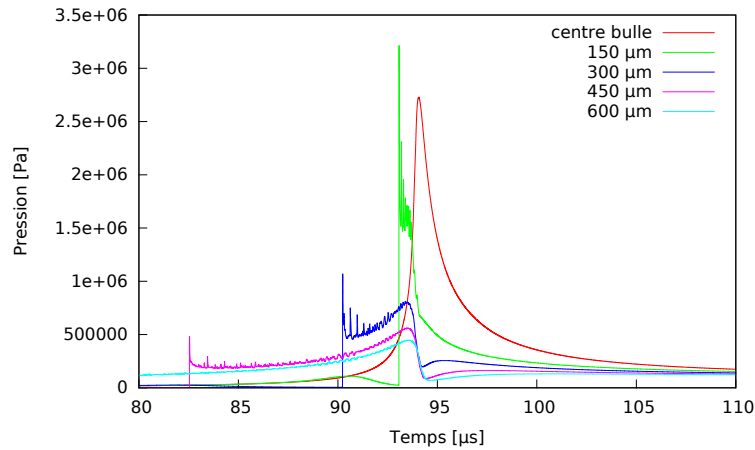


FIGURE V.13 – Profil de pression pour certaines sondes pour le maillage "complet".

Forme de la bulle :

Un autre aspect intéressant à analyser serait la forme de la bulle durant le collapsus afin de vérifier si elle resterait sphérique. Pour ce cas, le maillage n'étant pas précis, la forme de la bulle n'est pas analysée.

Conclusion

Bien que les premiers résultats du modèle 3D ne soient pas probants, cette étude a permis de voir que le code semble bien se comporter pour un maillage complet. Un temps de collapsus est malgré tout retrouvé. En profitant de la symétrie du problème, une analyse de ce temps de collapsus sur des maillages plus raffinés est faite.

V.4.2.3 Domaine spatial restreint à 1/8 de l'espace

Les conditions restent les mêmes que celles du §V.3.2.

Objectif

L'idée est ici de restreindre l'espace aux plans de symétries du domaine. Bien que la symétrie soit cylindrique, un tel maillage n'a pas été réalisé. L'étude est réalisée sur 1/8 de l'espace avec des conditions de symétrie sur les plans $x = 0$, $y = 0$ et $z = 0$ et de sorties libres sinon.

Tout d'abord, les conditions de symétries sont testées en utilisant un maillage ayant les mêmes paramètres de construction que le précédent. Un maillage plus fin est ensuite analysé et comparé à la solution de référence.

Méthode

Le code FORTRAN est encore une fois utilisé pour la construction du maillage. La taille du domaine est toujours de $L = 0.3 m$. La figure V.14 donne un aperçu du maillage.

Deux maillages seront analysés. Le premier aura les mêmes paramètres que le maillage "complet 3D" (à savoir, $BUL = 60$, $LIM = 75$ et $TOT = 186$) avec une longueur de maille minimum de $12.5 \mu m$ et le second aura comme paramètres $BUL = 180$, $LIM = 230$ et $TOT = 372$, avec une longueur de maille minimum de $4.2 \mu m$.

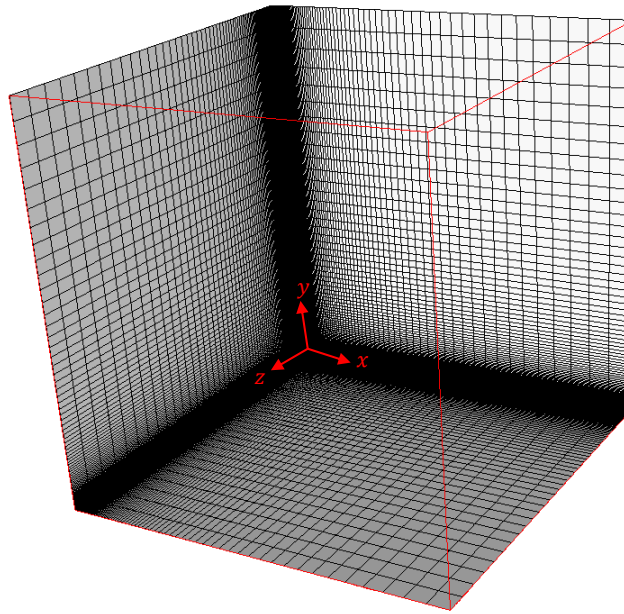


FIGURE V.14 – Aperçu du "maillage 1/8".

Résultats

Le premier maillage a été réalisé dans le but de vérifier les conditions de symétries. Les résultats obtenus avec ce maillage sont absolument identiques (à la virgule près) aux résultats obtenus avec le maillage "complet" confirmant la bonne prise en compte des conditions de symétries.

Le second maillage est plus raffiné. Le temps d'implosion est alors plus précis et tombe à $82 \mu s$, temps équivalent aux simulations sur le maillage sphérique. En se basant sur ce temps d'implosion, le maillage est considéré comme assez raffiné pour décrire avec précision le phénomène (on constate également le rebond de la bulle après son implosion). La figure V.15 montre l'évolution des pressions pour les sondes *sonde_0* à *4* espacées deux à deux de $150 \mu m$ suivant la direction x .

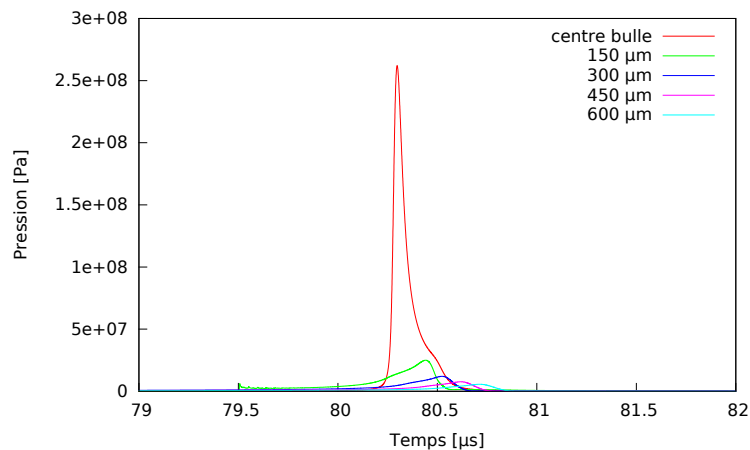


FIGURE V.15 – Profil de pression pour certaines sondes pour le maillage "1/8".

Cependant, la visualisation de l'évolution de l'isosurface à 50% du taux de vide (considérée ici comme l'interface entre la bulle et le liquide) et de la pression montrent les limites du maillage utilisé.

La propagation de l'onde de pression n'est pas totalement sphérique. L'utilisation d'un maillage hexaédrique fait apparaître des directions privilégiées qui n'ont rien de physique. La seconde conséquence de ces directions privilégiées intrinsèque au maillage est la déformation non sphérique de la bulle (cf. Fig. V.16). L'utilisation d'un tel maillage et l'absence de suivie d'interface sont responsables de ces directions privilégiées.

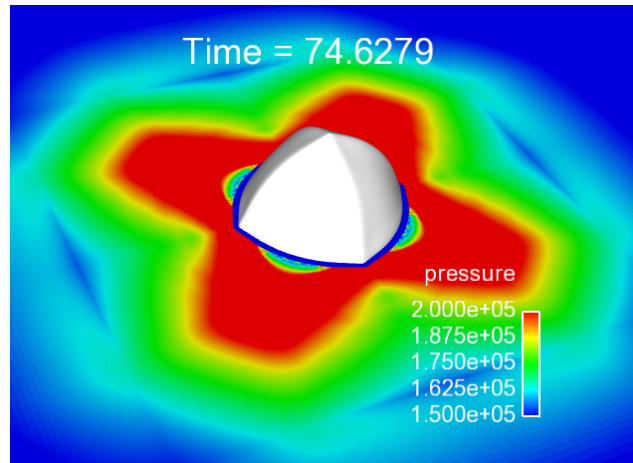


FIGURE V.16 – Effets des directions privilégiées sur l'implosion de la bulle (plan $y = 0$) - visualisation de la pression et de l'iso-surface du taux de vide à 50% - maillage 1/8.

Conclusion

Les simulations ont montré que les conditions de symétries étaient respectées. Cette vérification est de première importance car elle permet la construction d'un maillage suffisamment fin pour arriver à des résultats (en temps d'implosion) convergés. Néanmoins, la géométrie sphérique des ondes émises et de la déformation de la bulle n'est pas prise en compte dans la construction cubique de notre maillage. Des problèmes de directions privilégiées sont alors observés.

V.4.2.4 Domaine spatial restreint à 1/4 de l'espace

Objectif

L'objectif est de construire un maillage contenant 1/4 du domaine, assez fin, afin d'introduire une onde incidente pendant l'implosion de la bulle mais également une paroi. Les conditions de symétries étant déjà validées, le maillage le plus précis possible est alors construit et les temps de collapsus analysés.

Méthode

Compte tenu de la limitation des 50M d'éléments maximum que nous permet la construction du maillage, les paramètres $BUL = 120$, $LIM = 170$ et $TOT = 295$ ont été retenus pour le maillage. La longueur de maille la plus petite est alors de $6.25 \mu m$. Seule la direction y pourra être négative (cf. Fig. V.17).

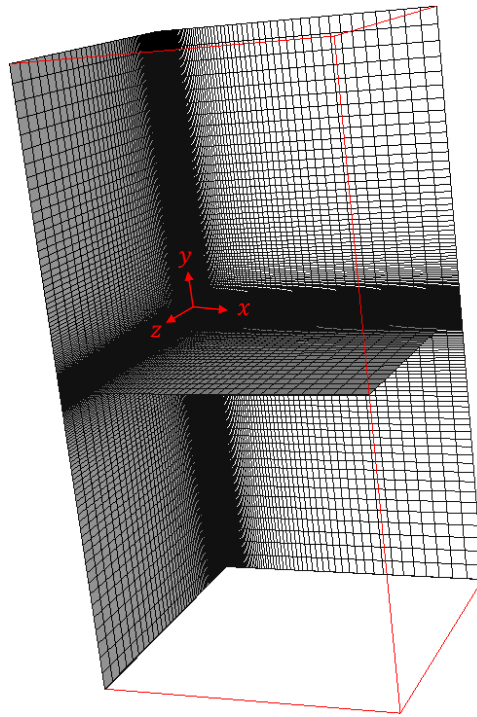


FIGURE V.17 – Aperçu du maillage "1/4".

Résultats

Le temps de collapsus simulé avec 1/4 de l'espace est de $83 \mu s$. Le maillage est alors considéré comme assez raffiné pour permettre l'étude de l'implosion d'une bulle en proche paroi et/ou soumise à une onde incidente. Même si des directions privilégiées sont encore observées (cf. Fig. V.18), le rebond de la bulle est constaté.

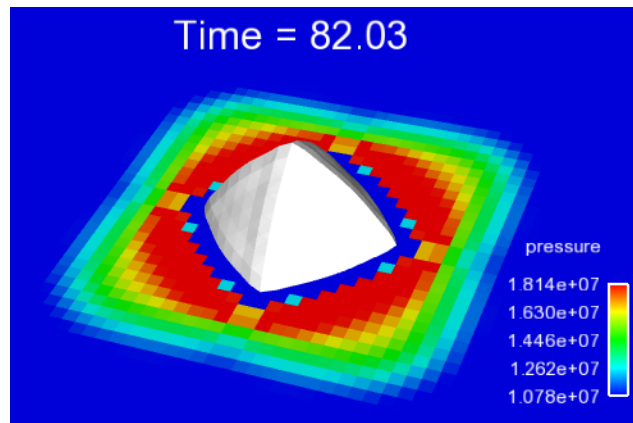


FIGURE V.18 – Effets des directions privilégiées sur l'implosion de la bulle - Visualisation de la pression sur le plan $y = 0$ et de l'isosurface à 50% du taux de vide - maillage 1/4.

V.4.2.5 Synthèse des résultats

Pour les différents types de maillages utilisés, les paramètres du maillage ainsi que les résultats (limité à la durée du temps d'implosion, puisque le comportement qualitatif est retrouvé pour toutes

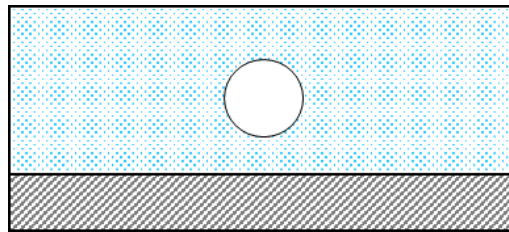
les simulations) sont rassemblés dans le tableau V.3, pour la configuration géométrique d'une bulle unique en milieu infini.

Maillage	<i>BUL</i> [-]	<i>LIM</i> [-]	<i>TOT</i> [-]	Temps de collapsus [μs]
sphérique	1 000	2 000	4 000	83
1/8	180	230	372	80
1/4	120	170	295	83
complet	60	75	190	93

TABLEAU V.3 – Synthèse des résultats pour une bulle en milieu infini.

Seul le maillage "complet" présente un temps simulé de collapsus éloigné de celui des autres maillages. On considère que les autres maillages sont suffisamment raffinés pour être analysés dans les simulations prenant en compte une paroi et/ou une onde incidente. Pour le reste de l'étude, le maillage 1/4 est utilisé.

V.5 Études 3D pour une bulle en proche paroi, sans onde incidente



V.5.1 Objectif

La présence de la paroi a un impact sur le mécanisme d'implosion de la bulle (cf. §II.2.1.1). En plaçant initialement la bulle à $\gamma = 1.4$, l'objectif est d'observer chronologiquement :

- l'implosion de la bulle,
- l'onde de pression générée par le collapsus,
- le rebond de l'onde émise sur la paroi,
- le mouvement de la bulle vers la paroi,
- la forme torique de la bulle,
- le microjet,
- le contrejet.

Tous ces phénomènes sont susceptibles d'être observés suivant la réponse du code et le raffinement du maillage. Même si les pressions générées en paroi sont une donnée importante, cette étude est principalement qualitative car la zone de validité des lois d'états reste relativement restreinte (cf. §V.3.2.2).

V.5.2 Méthode

La figure V.19 illustre la configuration étudiée.

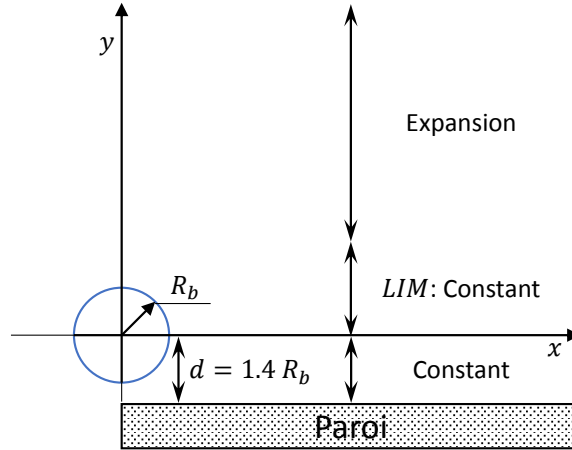


FIGURE V.19 – Configuration pour l'implosion proche paroi.

Le rayon de la bulle est toujours le même (à savoir, $R_b = 750 \mu m$) tout comme les conditions décrites dans le §V.3.2.6. La différence par rapport aux conditions antérieures est la présence d'une paroi proche de la bulle. La position de la paroi est définie par $\gamma = d/R_b = 1.4$. Cette valeur est documentée dans [Lauterborn et Kurz, 2010] et a préalablement été examinée par [Husseini et Archer, 2015]. La paroi est alors située à $1.05 mm$ du centre initial de la bulle.

La présence de cette paroi a également un impact sur le maillage. Celui-ci doit effectivement s'arrêter au bon endroit pour qu'une condition de paroi soit implémentée. Les mailles resteront constantes jusqu'à la paroi et les paramètres du maillage restent les mêmes que dans le §V.3.2.6 avec $BUL = 120$, $LIM = 170$ et $TOT = 295$.

V.5.3 Résultats

Une comparaison satisfaisante est obtenue entre la simulation et les phénomènes physiques attendus. Les figures V.20 et V.21 montrent l'évolution de la pression et des vecteurs vitesses sur deux plans ($z = 0$ et au niveau de la paroi, $y = -1050 \mu m$), de la situation initiale (cf. Fig. V.20a) au retour à l'équilibre (cf. Fig. V.21d) en passant par l'implosion de la bulle (cf. Fig. V.20f). La forme de la bulle est visualisée comme l'iso-surface à 50% du taux de vide. Seule une partie du maillage, proche de la bulle, est post-traitée pour cette simulation.

En regardant la pression à chaque instant au centre de la bulle, on peut déterminer son temps de collapsus à $93.47 \mu s$, soit $11 \mu s$ de plus que sans la paroi (cf. Fig. V.20f). L'onde se propage ensuite jusque la paroi où un maximum de $4.7 MPa$ est atteint. Des ondes, semblables à celles observées par [Lauterborn et Vogel, 2013] (2nd et 3rd waves, cf. Fig. II.6), continuent de se propager dans le fluide après le rebond de la bulle à des pressions moins importantes (cf. Fig. V.21c).

Le comportement de la bulle est satisfaisant, elle se rapproche de la paroi et n'admet plus de symétrie sphérique.

Enfin, le microjet est observable grâce aux vecteurs vitesse, même s'il ne parvient pas à traverser la bulle pour créer le tore de vapeur et même si le contrejet (observable expérimentalement pour $1.1 < \gamma < 2.6$ [Isselin, 1997]) n'est pas visible.

On retrouve bien numériquement le fait que la paroi influence l'implosion de la bulle.

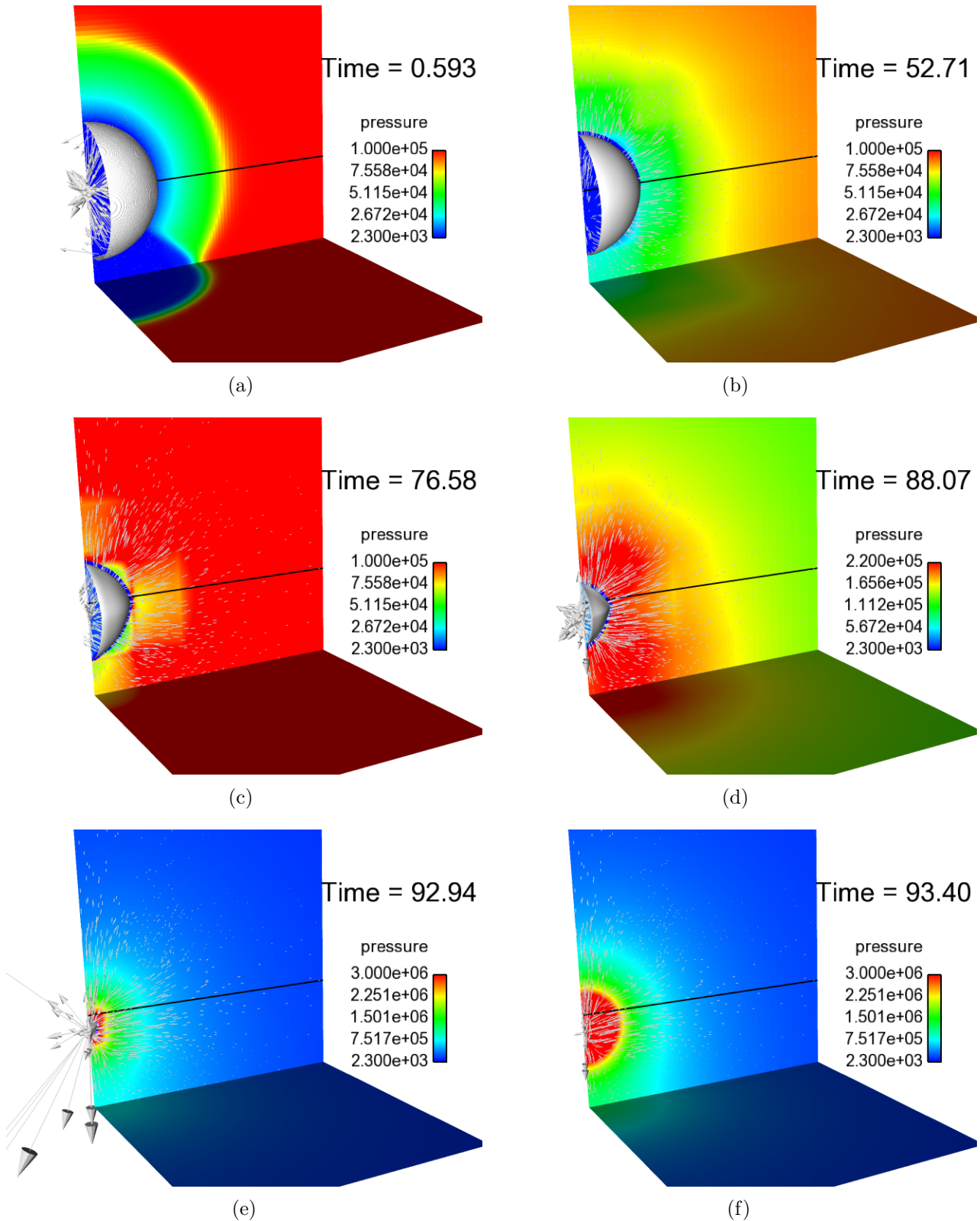


FIGURE V.20 – Évolution du taux de vide à 50% dans le domaine, de la pression sur les plans $z = 0$ et $y = -1\,050\ \mu\text{m}$ et du vecteur vitesse sur le plan $z = 0$ (vecteurs vitesses : densité 0.005 et facteur d'échelle 30) durant l'implosion d'une bulle proche paroi - avant la fin du collapsus - maillage 1/4.

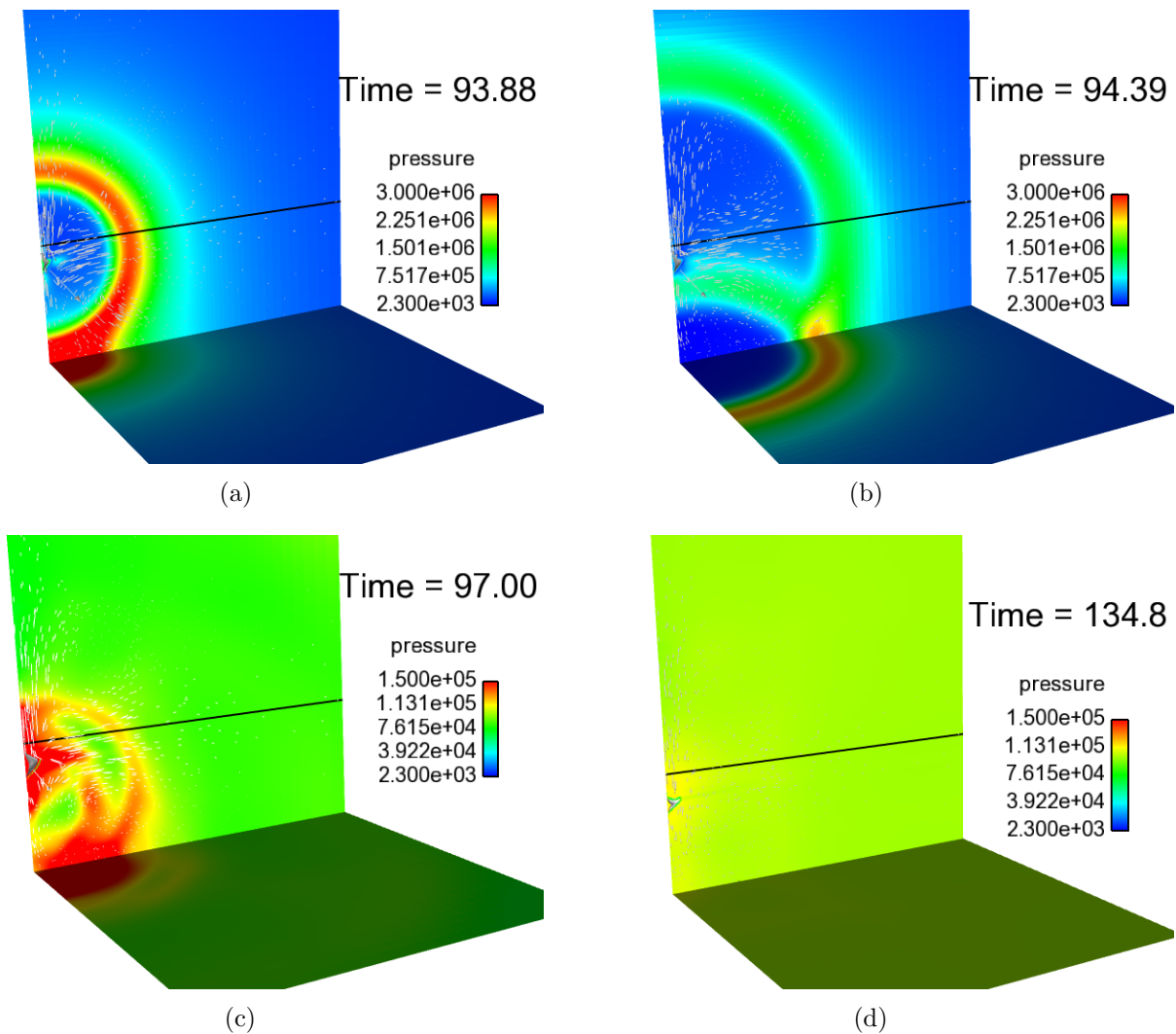


FIGURE V.21 – Évolution du taux de vide à 50% dans le domaine, de la pression sur les plans $z = 0$ et $y = -1050 \mu\text{m}$ et du vecteur vitesse sur le plan $z = 0$ (vecteurs vitesses : densité 0.005 et facteur d'échelle 30) durant l'implosion d'une bulle proche paroi - pendant le rebond - maillage $1/4$.

Après ces constatations sur le comportement général de la bulle, une étude plus détaillée de l'onde de surpression, de la bulle et du microjet est menée ci-dessous.

Onde de surpression

Sur la figure V.20e, l'implosion est pratiquement atteinte. Les vitesses à l'intérieur de la bulle deviennent plus élevées et une onde de surpression commence à apparaître (cf. Fig. V.22). Le collapsus a lieu entre la figure V.20f et V.21a, les vitesses deviennent alors moins importantes et un maximum en pression est atteint au centre de la bulle (proche de 15 MPa). L'onde, clairement observable sur la figure V.21a, se propage ensuite dans le fluide et sur la surface de la paroi solide (cf. Fig. V.23). Sa réflexion sur la paroi est également visible (cf. Fig. V.21b) ainsi que l'émergence de nouvelles ondes de plus faibles amplitudes (cf. Fig. V.21c). La pression maximum atteinte en paroi est d'environ 4.7 MPa .

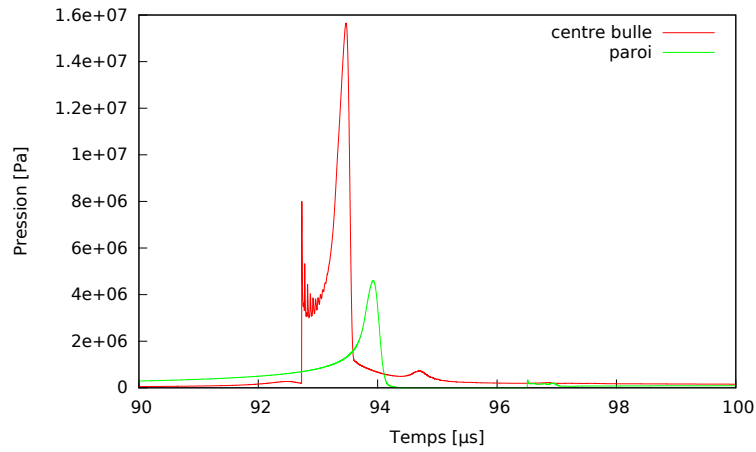


FIGURE V.22 – Évolution de la pression au centre de la bulle et au niveau de la paroi pour l'implosion proche paroi - maillage 1/4.

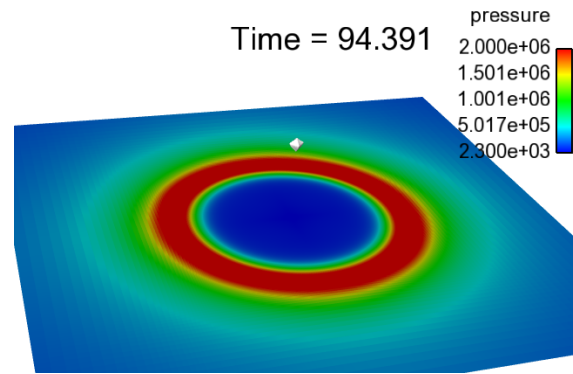


FIGURE V.23 – Propagation de l'onde de surpression au niveau de la surface, dans le fluide (reconstruction par symétrie de l'espace complet) - maillage 1/4.

Cette pression en paroi est d'importance majeure car elle peut être identifiée comme une cause probable de l'érosion de cavitation où des pics de l'ordre du GPa sont attendus afin de déformer plastiquement le matériau [Fortes-Patella et Reboud, 1998].

Forme et déplacement de la bulle

La figure V.24 montre l'évolution de la forme de la bulle pendant l'implosion en proche paroi à différents pas de temps. On observe à $93.406 \mu s$ que le taux de vide est inférieur à 50%.

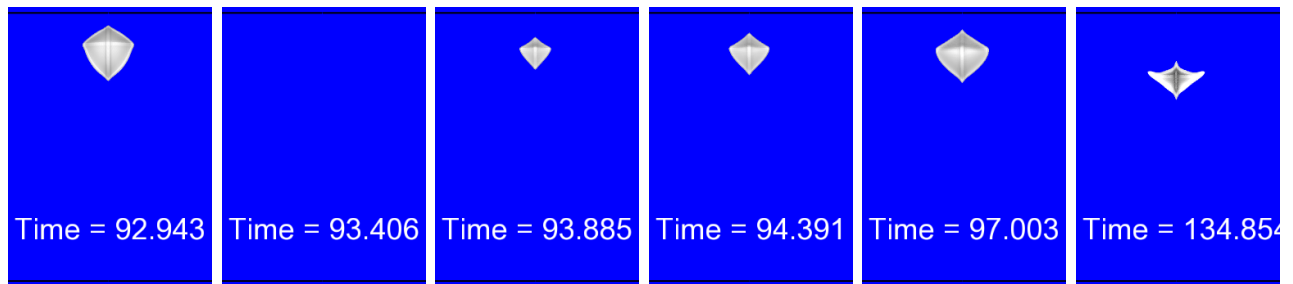


FIGURE V.24 – Évolution de l'isosurface à 50% du taux de vide à différents pas de temps - maillage 1/4.

Jusqu'au premier collapsus, la bulle garde une forme quasi-sphérique tout en se rapprochant de la paroi (la ligne noire des figures V.20 et V.21 représentant la position initiale de la bulle, $y = 0$). L'interface supérieure de la bulle (la plus éloignée de la paroi) se contracte un peu plus et la forme de la bulle n'est plus tout à fait sphérique. Après le collapsus, la forme de la bulle n'est plus sphérique (cf. Fig. V.24) mais ressemble plus à un losange (probablement dû aux directions privilégiées du maillage).

Microjet et contre-jet

Le microjet, supposé apparaître avant l'implosion de la bulle, peut être identifié après son rebond (cf. Fig. V.25).

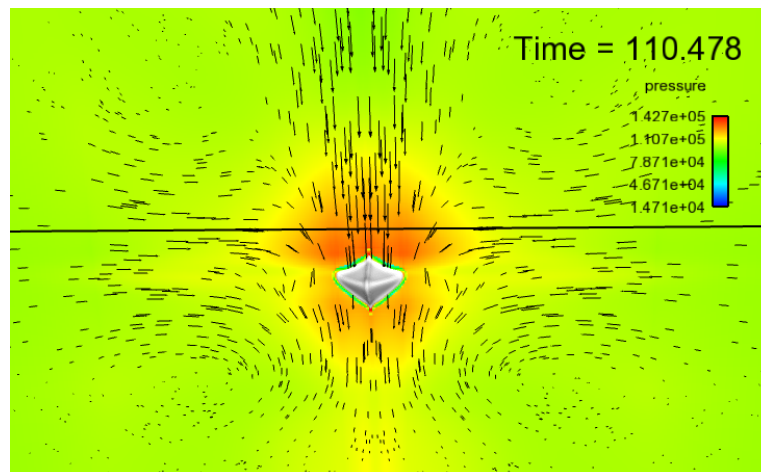


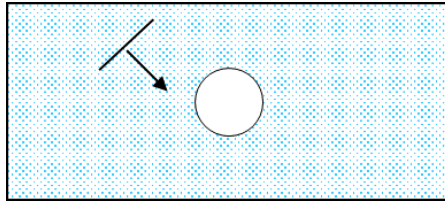
FIGURE V.25 – Visualisation de l'implosion de la bulle en proche paroi à un instant donné (reconstruction par symétrie du plan $z = 0$ avec les x positifs et négatifs) - maillage 1/4.

Le niveau des vitesses du fluide vers la paroi est en effet plus important dans le centre de la bulle. Des zones de recirculations, liées au microjet, sont également présentes tout autour de la bulle. Néanmoins, aucune formation d'un tore ou d'un contre-jet n'est observable dans ces simulations.

V.5.4 Conclusion

Cette simulation a donné des résultats très prometteurs. Plusieurs mécanismes du phénomène physique de l'implosion d'une bulle en proche paroi sont retrouvés (collapsus, onde de pression, rebond de l'onde sur la paroi, rebond de la bulle, microjet, zone de recirculation). Néanmoins, ni le tore ni le contre-jet ne sont visibles, le raffinement du maillage permettrait certainement leur visualisation. Aucune étude quantitative n'est possible avec l'utilisation de ces lois d'états et l'absence de tension superficielle.

V.6 Études 3D pour une bulle en milieu infini avec une onde de surpression incidente



V.6.1 Objectif

L'objectif est ici d'analyser l'implosion d'une bulle en milieu infini soumise à une onde incidente. Le temps d'implosion et le pic de pression seront comparés à ceux sans onde incidente. L'onde est générée à différents instants et avec différentes amplitudes afin d'étudier l'influence de ces deux paramètres.

V.6.2 Méthode

La figure V.26 illustre la configuration étudiée dont tous les paramètres de la simulation restent les mêmes qu'au §V.3.2.

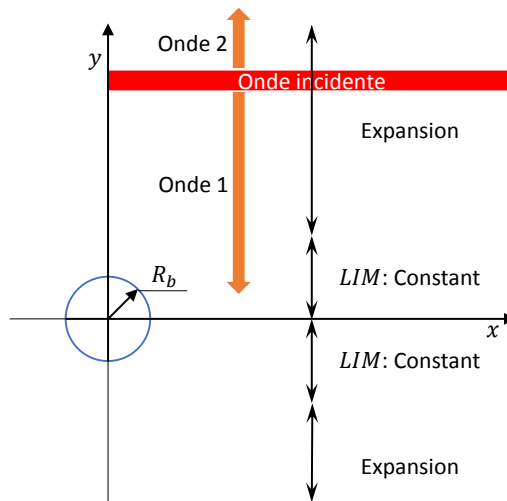


FIGURE V.26 – Configuration pour l'implosion de la bulle soumise à une onde incidente.

L'onde incidente est modélisée dans le code en tant que génération d'un pic de pression instantanée (pendant un pas de temps) sur toute une largeur du maillage. Elle est créée sur une unique couche de mailles suivant y et placée arbitrairement à 20 mm de la bulle. L'onde va atteindre le centre de la bulle au bout de $12\ \mu\text{s}$ de propagation, en considérant une vitesse du son de 1500 m.s^{-1} . L'amplitude initiale de l'onde est imposée à 5 MPa . Celle-ci est générée $20\ \mu\text{s}$ après le début de la simulation.

Le même maillage, $1/4$, que précédemment est utilisé ($BUL = 120$, $LIM = 170$ et $TOT = 295$, cf. Fig. V.17) mais, n'ayant pas de paroi, le maillage au niveau des y négatif est la symétrie de celui des y positif.

Encore une fois, des sondes sont implémentées suivant l'axe y . La *sonde_0* est au centre de la bulle et 7 autres sondes sont disposées de manière régulière tous les $150 \mu m$ afin d'avoir une sonde au niveau de la paroi ($1050 \mu m$, fictive ici).

V.6.3 Résultats de la propagation de l'onde de pression sans bulle

La méthode est strictement la même mais tout le domaine est rempli avec du liquide. L'objectif est ici de savoir comment l'onde se propage et de quantifier l'atténuation du pic de pression avec la distance. Théoriquement, le maximum de l'onde de pression ne devrait pas diminuer (onde plane) après s'être scindé en deux, cependant on observe numériquement que :

- L'impulsion de pression numériquement injectée se sépare en deux ondes se propageant dans des directions opposées. Seule l'onde se propageant vers les y négatif est étudiée ici. Ces deux ondes ne sont pas symétriques car le maillage est à largeur expansive vers les $y > 0$.
- L'amplitude de l'impulsion de pression décroît avec le temps. Au tout début de la propagation de l'onde, celle-ci diminue rapidement (de 2.5 à $0.6 MPa$ en $5 \mu s$) et se stabilise par la suite. L'atténuation du pic de pression peut être attribuée à la viscosité numérique (physiquement, l'atténuation peut être due à la viscosité du fluide, à sa compressibilité ou encore au transfert de chaleur). En effet, la définition de cette onde se fait sur seulement une couche de maille. Cette pression est considérée comme constante au passage de la bulle car la distance entre celle-ci et la position initiale de l'onde est grande devant les dimensions de la bulle. Seule l'amplitude de pression de l'onde incidente au contact de la bulle est intéressante ici. On peut noter que le temps de passage à mi-amplitude de l'onde semble constant et qu'aucune étude sur ce paramètre n'est faite par la suite par manque de temps. On souligne que [Challier, 2002] montre que ce paramètre influe sur l'amplification de l'amplitude d'implosion de la bulle.
- L'onde de pression n'est pas une onde de choc puisque son front d'onde n'est pas abrupt.

La figure V.27 montre l'évolution à différents instants de l'amplitude de l'onde de surpression, générée après $20 \mu s$ dans le fluide avec une amplitude initiale de $5 MPa$. La figure V.27a montre la distribution du maillage suivant y et les suivantes donnent la répartition de la pression suivant l'axe y . Les deux lignes verticales indiquent la localisation fictive du centre de la bulle (à droite, en rouge) et celle de la paroi (à gauche, en noir) qui ne sont pas prises en compte dans cette configuration.

Amplitude initiale de l'onde incidente [MPa]	Amplitude de l'onde au centre de la bulle (fictive) [MPa]
5	0.65
10	1.21
20	2.31
50	5.56

TABLEAU V.4 – Amplitude du pic de pression au niveau du centre de la bulle (fictive) pour différentes ondes incidentes - maillage 1/4.

Le tableau V.4 donne les valeurs de pression au centre de la bulle (fictive) pour 4 ondes incidentes différentes simulées aux paragraphes suivants.

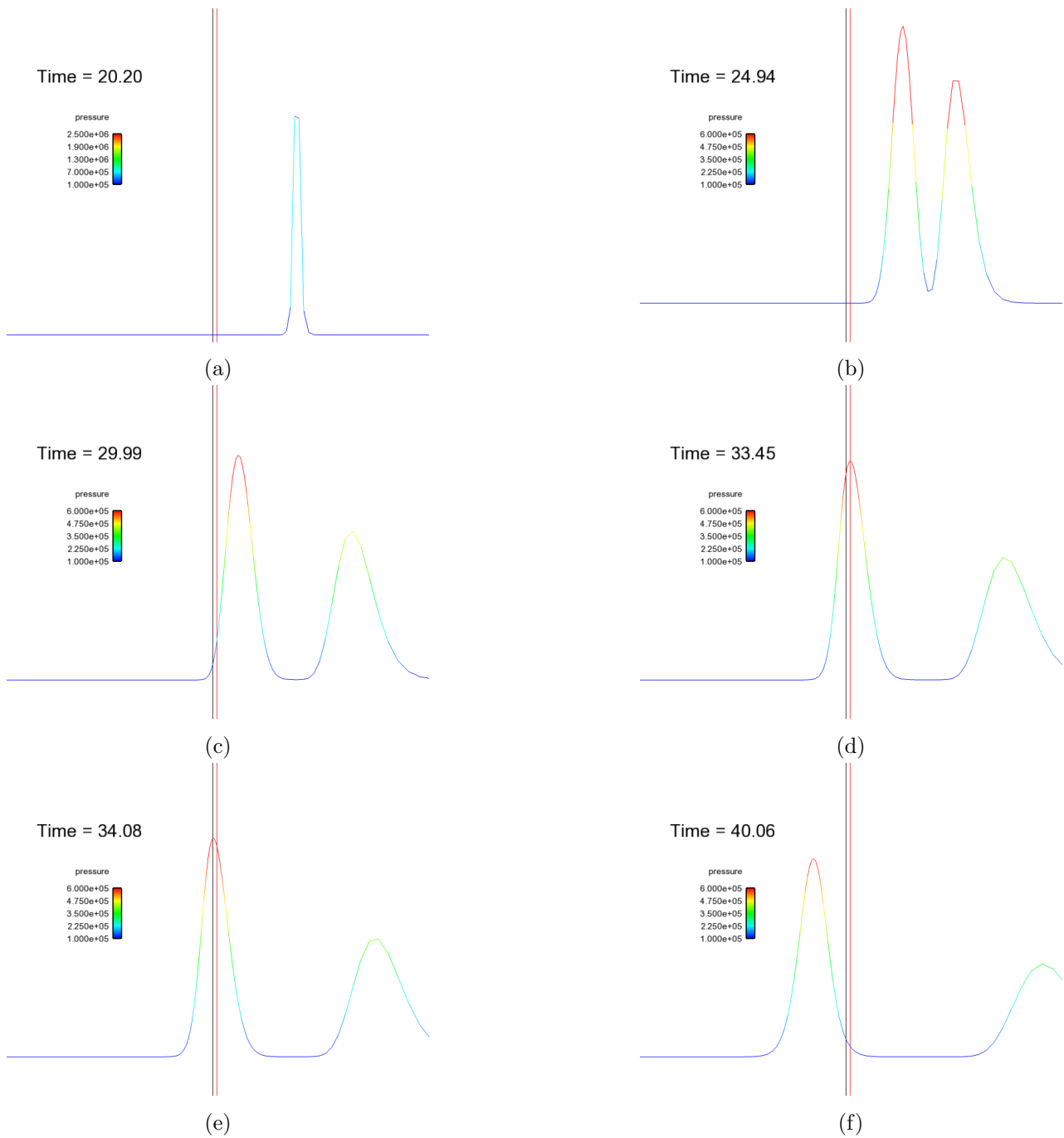


FIGURE V.27 – Propagation de l'onde de pression (pour l'onde incidente de 5 MPa) - maillage 1/4.

Il est également possible de générer cette onde avec différentes amplitudes (on prendra 5, 10, 20 et 50 MPa) et de comparer l'évolution de chacune de ces ondes au niveau de la bulle et de la paroi fictives (cf. Fig. V.28).

On remarque que l'amplitude reste constante entre ces deux positions pour chacune des ondes incidentes.

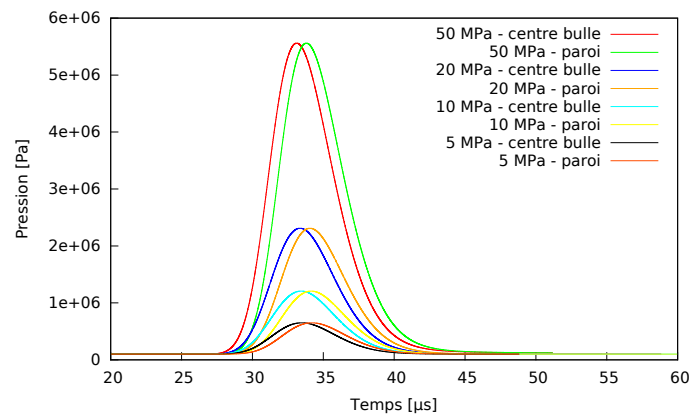


FIGURE V.28 – Profil de pression au niveau du centre de la bulle et de la paroi (toutes deux fictives) pour différentes amplitudes de génération de l’onde incidente (créée au temps 0) - maillage 1/4.

V.6.4 Résultats avec bulle

V.6.4.1 Premiers résultats : instant et pression d’implosion

Les figures V.29 et V.30 montrent l’évolution de la pression pour 3 sondes différentes. On peut observer que l’onde incidente de surpression est captée par les sondes vers $35 \mu s$ (cohérent avec $c_l = 1500 m.s^{-1}$).

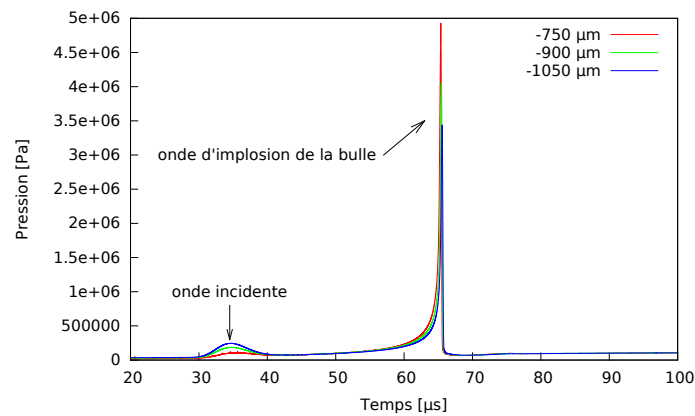
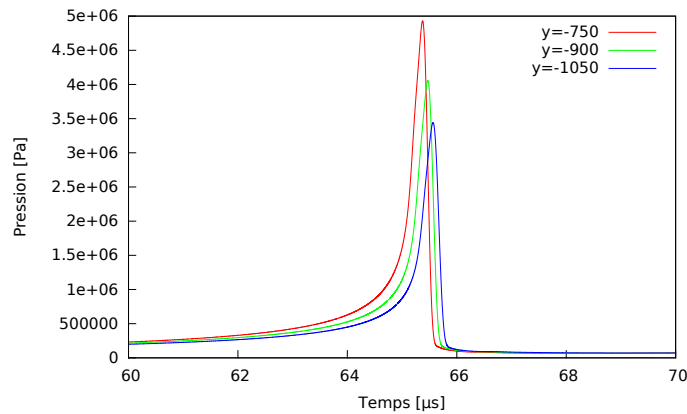
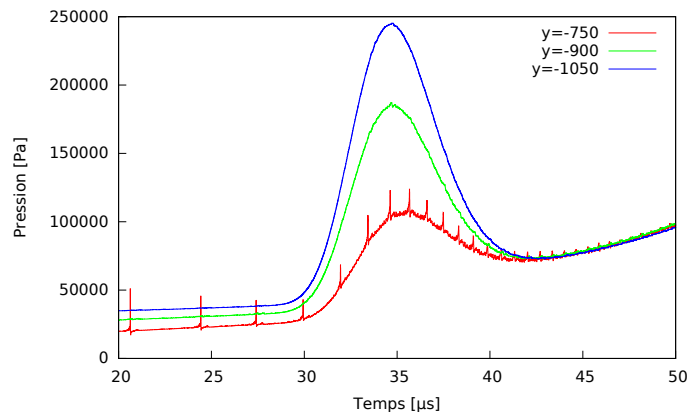


FIGURE V.29 – Profil de pression de différentes sondes sur l’axe y après implosion d’une bulle en milieu infini soumise à une onde incidente de $5 MPa$ - maillage 1/4.



(a) Visualisation de l'onde de pression liée à l'implosion de la bulle.



(b) Visualisation de l'onde de pression liée à l'onde incidente.

 FIGURE V.30 – Zoom du profil en pression de différents capteurs sur l'axe y après implosion d'une bulle en milieu infini soumise à une onde incidente de 5 MPa - maillage $1/4$.

Les sondes des figures V.29 et V.30 sont situées en dehors de la bulle à une distance de 750, 900 et $1050 \mu\text{m}$ de la bulle. La dernière sonde est située au même endroit que la paroi (fictive). C'est au niveau de cette sonde que l'amplitude de la pression de l'onde incidente est la plus importante. Cela est dû au fait que la bulle vient perturber la propagation de l'onde qui va devoir la "contourner". Cet effet d'écran est d'autant plus grand que l'on se rapproche de la bulle. Alors que l'onde impactant la bulle a une amplitude de 0.65 MPa (et reste constante quand on enlève la bulle) celle captée à la paroi (fictive) a une amplitude de 0.25 MPa (60% de perte d'amplitude par rapport au cas sans bulle).

L'onde incidente a également un effet sur le temps de collapsus de la bulle et sur l'amplitude de l'onde de pression émise lors de l'implosion de la bulle (cf. Fig. V.31). En effet, le temps d'implosion est de l'ordre de $65 \mu\text{s}$ pour ce cas contre $82 \mu\text{s}$ sans cette onde incidente et l'amplitude maximum en pression au centre de la bulle est de 225 MPa contre 135 MPa pour l'implosion d'une bulle seule. Au niveau de la paroi (fictive), l'onde émise par l'implosion de la bulle en milieu infini était de 2.0 MPa contre 3.4 MPa avec une onde incidente de 5 MPa .

L'idée qu'une onde incidente puisse amplifier l'implosion d'une bulle est donc ici numériquement vérifiée.

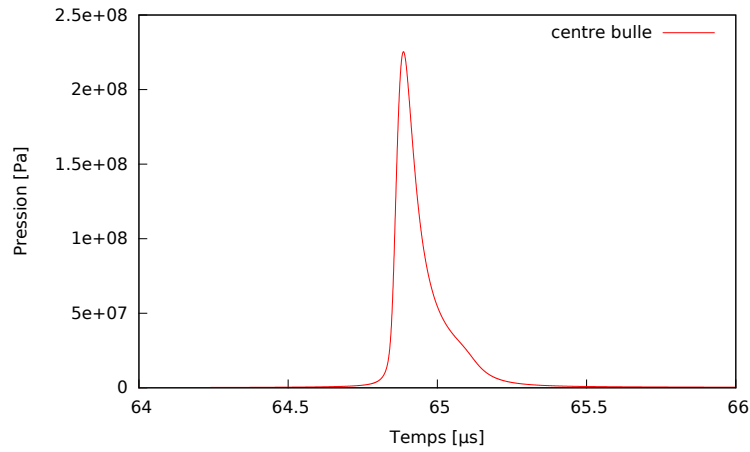


FIGURE V.31 – Profil en pression au centre de la bulle après implosion d’une bulle en milieu infini soumise à une onde incidente de 5 MPa - maillage 1/4.

V.6.4.2 Analyse de sensibilité : instant de génération de l’onde incidente

La simulation précédente a prouvé l’influence d’une onde de pression incidente sur le temps d’implosion et sur l’amplitude de l’onde acoustique émise lors de l’implosion d’une bulle. Une étude de sensibilité sur le moment de l’émission de l’onde est maintenant menée. L’influence sur l’amplitude de l’onde incidente est étudiée plus loin dans le cadre de l’ajout de la paroi (cf. §V.7.3.2).

Quatre cas sont implémentés. Le premier n’a pas d’onde incidente, pour servir de référence, et les autres ont une onde générée après 20 μs , 40 μs et 60 μs .

Une onde impactant la bulle après son implosion n’a aucune influence sur son temps d’implosion ou sur son amplitude en pression. Les résultats des différentes simulations sont rassemblés dans le tableau V.5.

Instant de génération de l’onde incidente [μs]	Amplitude initiale de l’onde incidente [MPa]	Temps de collapsus [μs]	Amplitude au centre de la bulle de l’onde émise lors du collapsus [MPa]
Pas d’onde	-	82	135
20	5	65	225
40	5	72	238
60	5	79	229

TABLEAU V.5 – Influence de l’onde incidente sur le temps d’implosion et sur l’amplitude de l’onde émise au centre de la bulle - maillage 1/4.

On rappelle que, dans la configuration choisie, l’onde incidente met 12 μs à arriver sur la bulle. On peut voir que plus l’onde arrive tôt sur la bulle, plus son implosion est avancée. On peut également remarquer l’effet de cette onde sur l’amplitude de l’onde émise par l’implosion (cf. Fig. V.32).

Une amplification d’un facteur 1.6 est observée sur l’amplitude de l’onde émise lorsque la bulle est soumise à une onde incidente. Un temps optimal du moment où l’onde vient impacter la bulle peut être trouvé pour amplifier la pression de l’onde émise mais l’ordre de grandeur de ces amplifications reste sensiblement le même.

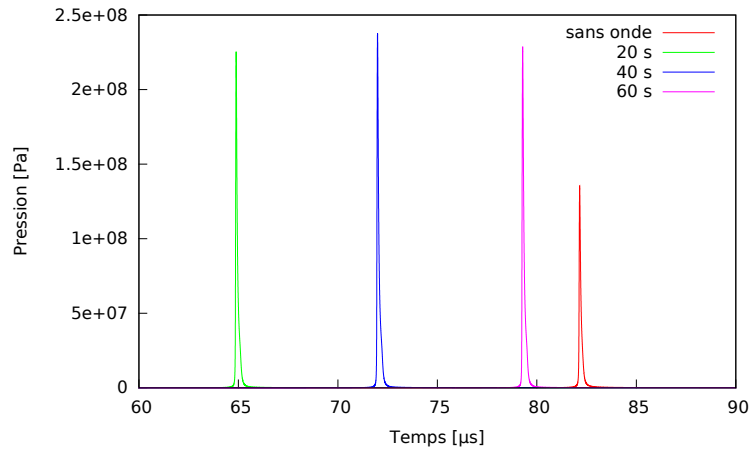


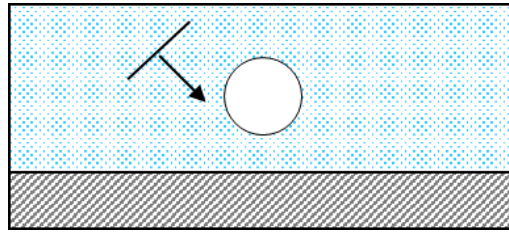
FIGURE V.32 – Profils de pression au centre de la bulle pour l'implosion d'une bulle soumise à une onde incidente générée à différents instants - maillage 1/4.

Ces résultats sont importants car ils permettent de vérifier l'hypothèse d'évènements pouvant amplifier l'implosion d'une onde. On peut alors imaginer plusieurs amplifications successives (par exemple dans un nuage de bulles) menant à des ondes de pression de plus en plus fortes. En ce sens, une étude de sensibilité sur l'amplitude de l'onde incidente est nécessaire pour vérifier l'influence de cette variable sur l'amplitude de l'onde émise. Cette étude se fera dans la configuration où l'implosion a lieu en proche paroi.

V.6.4.3 Conclusion

Cette configuration a donné une bonne perspective d'analyse concernant les mécanismes locaux responsables de l'érosion de cavitation. En effet, une onde incidente a pour effet d'amplifier l'onde émise lors de l'implosion d'une bulle. On peut imaginer que l'interaction entre plusieurs bulles de cavitation pourrait mener à des ondes de pression faisant en sorte d'endommager un matériau en regard. La prochaine configuration est l'étude d'une bulle soumise à une onde incidente et implosant en proche paroi.

V.7 Études 3D pour une bulle en proche paroi avec une onde incidente



V.7.1 Objectif

Cette configuration est la dernière de cette étude à l'échelle locale et la plus complète car l'onde de pression incidente vient impacter la bulle avant qu'elle n'implose proche d'une paroi. L'objectif est ici de valider la physique d'implosion d'une bulle avec un modèle numérique et d'analyser si le pic de pression en proche paroi pourrait être assez important pour détériorer le matériau.

V.7.2 Méthode

La figure V.33 illustre la configuration étudiée.

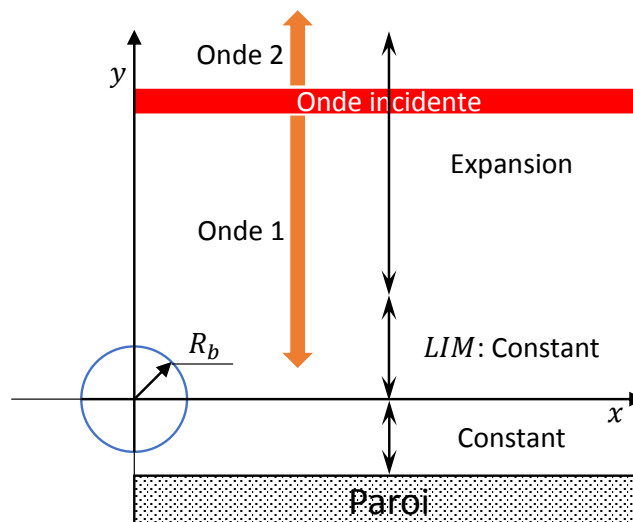


FIGURE V.33 – Configuration pour l'implosion proche paroi avec une onde incidente.

La taille de la bulle est encore une fois de $750 \mu m$ et tous les paramètres sont ceux du §V.3.2.

La paroi est placée dans la même position qu'au §V.5, permettant de vérifier $\gamma = d/R_b = 1.4$.

L'onde de pression incidente, de direction normale à la paroi, est générée sur la même couche de mailles qu'au §V.6, à savoir en $y = 20 mm$ et l'onde va atteindre le centre initial de la bulle au bout de $12 \mu s$ après sa génération.

Pour la première simulation, l'onde est générée après $20 \mu s$ de simulation et avec une amplitude de $5 MPa$. Ces deux paramètres varient par la suite.

V.7.3 Résultats

V.7.3.1 Premiers résultats

Une onde incidente de 5 MPa est générée après 20 μs de simulation pendant lesquelles la bulle évolue dans un milieu liquide à 1 bar avec une pression interne de $p_{sat}(20^\circ C) = 2340 Pa$.

Qualitativement, le résultat des simulations est semblable à celui observé pour la bulle implosant en proche paroi sans onde incidente. Les différences sont que le collapsus intervient plus tôt (après 62 μs) et que la forme de la bulle après son implosion est physiquement satisfaisante même si des directions privilégiées sont toujours visibles. Sur la figure V.34, on observe clairement la forme du tore de vapeur visible expérimentalement.

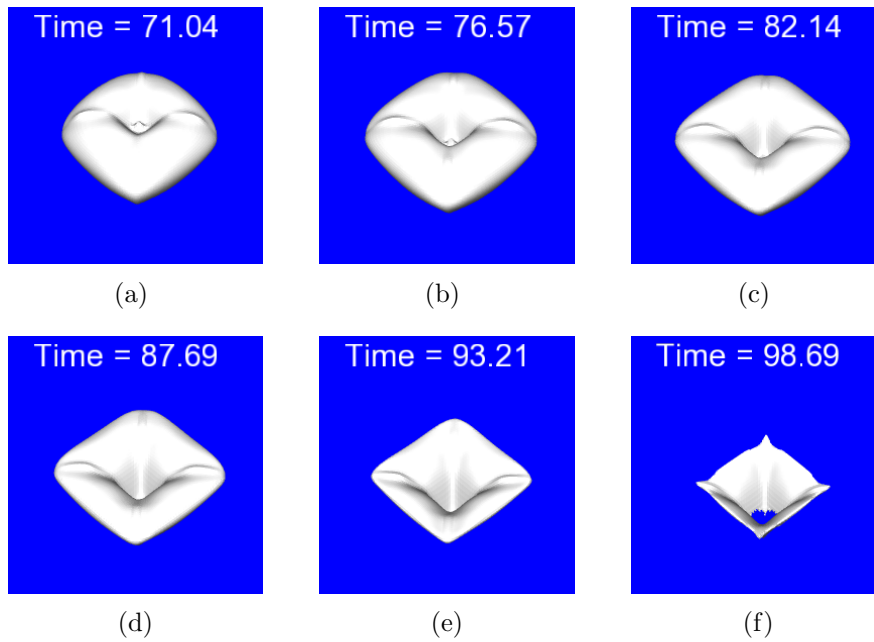


FIGURE V.34 – Évolution de la forme de la bulle après implosion (isosurface à 50% du taux de vide) - maillage 1/4.

Le microjet est présent après environ 70 μs et parvient à percer la bulle (cf. Fig. V.34f). La bulle disparaît ensuite au bout d'environ 120 μs .

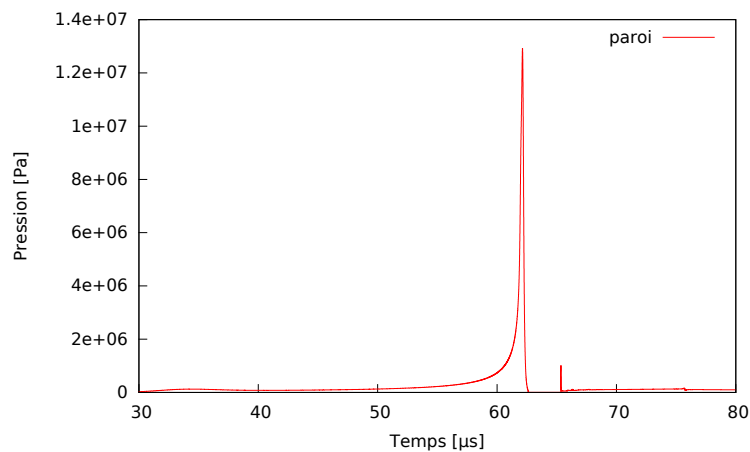


FIGURE V.35 – Profil de pression au niveau de la paroi ($x = 0, y = -1\,050, z = 0$) - maillage 1/4.

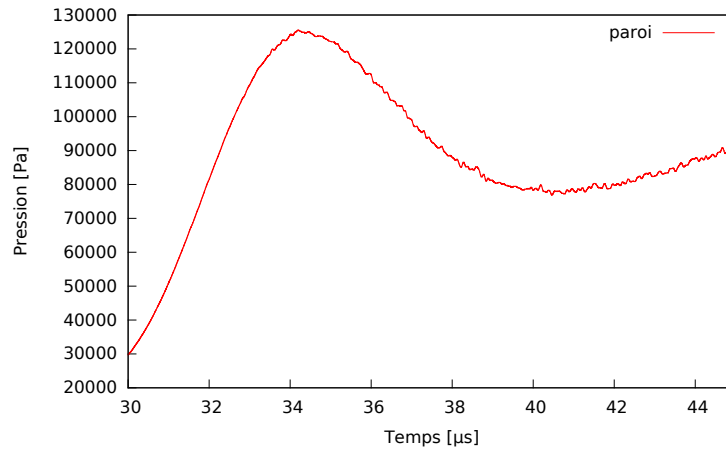


FIGURE V.36 – Profil de pression au niveau de la paroi ($x = 0, y = -1\,050, z = 0$) - zoom sur l'onde incidente - maillage 1/4.

L'analyse visuelle de l'implosion étant semblable à celle du §V.5, une étude utilisant les sondes placées le long de l'axe y est préférée. Pour comparer les pressions des simulations, on prendra la sonde située au niveau de la paroi (cf. Fig. V.35) plutôt que celle au centre initial de la bulle (car la bulle est advectée vers la paroi).

La pression atteinte en paroi est d'environ 12 MPa contre 4.7 MPa sans onde incidente. On observe également une légère surpression autour des $33\ \mu\text{s}$ ($\sim 0.13\text{ MPa}$) due à l'onde incidente (cf. Fig. V.36).

V.7.3.2 Analyse de sensibilité

Influence de l'instant de génération de l'onde

La première analyse de sensibilité se fera sur l'instant de génération de l'onde. Quatre cas sont implémentés : un cas sans onde incidente (cf. §V.5) et trois autres cas avec une génération d'onde d'amplitude initiale de 5 MPa créée au bout de $20\ \mu\text{s}$, $40\ \mu\text{s}$ et $60\ \mu\text{s}$.

Les résultats sont visibles sur la figure V.37 et dans le tableau V.6.

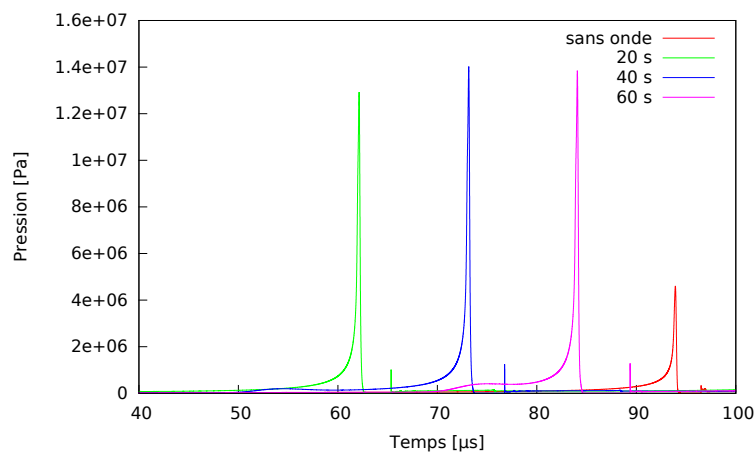


FIGURE V.37 – Profils de pression au niveau de la paroi pour l'implosion d'une bulle soumise à une onde incidente générée à différents instants et implosant en proche paroi - maillage 1/4.

Instant de génération de l'onde incidente [μs]	Amplitude initiale de l'onde incidente [MPa]	Temps de collapsus [μs]	Pic de pression à la paroi [MPa]
Pas d'onde	-	93	4.7
20	5	63	12.1
40	5	74	13.2
60	5	84	13.1

TABLEAU V.6 – Influence de l'onde incidente sur le temps d'implosion et sur l'amplitude de l'onde émise lors de l'implosion de la bulle proche paroi - maillage 1/4.

Comme attendue, la présence de l'onde incidente accélère l'implosion de la bulle. Avec une onde incidente générée à $20 \mu s$, le collapsus a lieu $30 \mu s$ plus tôt que le cas sans cette onde.

Le plus important reste que cette onde incidente amplifie également le phénomène de surpression à la paroi d'un facteur 3. Cependant, l'instant de génération de l'onde ne modifie pas significativement l'amplitude de l'onde de pression reçue à la paroi.

L'étude du temps de passage à mi-amplitude (δt) de l'onde incidente permettrait certainement une amplification plus importante de l'onde émise suite à l'implosion de la bulle [Challier, 2002].

Influence de l'intensité de l'onde incidente

Une analyse de sensibilité sur l'amplitude de l'onde incidente est menée. Pour un temps de génération de $20 \mu s$, des ondes d'amplitudes initiales $5 MPa$, $10 MPa$, $20 MPa$ et $50 MPa$ sont créées. Les résultats en terme de temps de collapsus et d'amplitude à la paroi sont donnés figure V.38 et dans le tableau V.7.

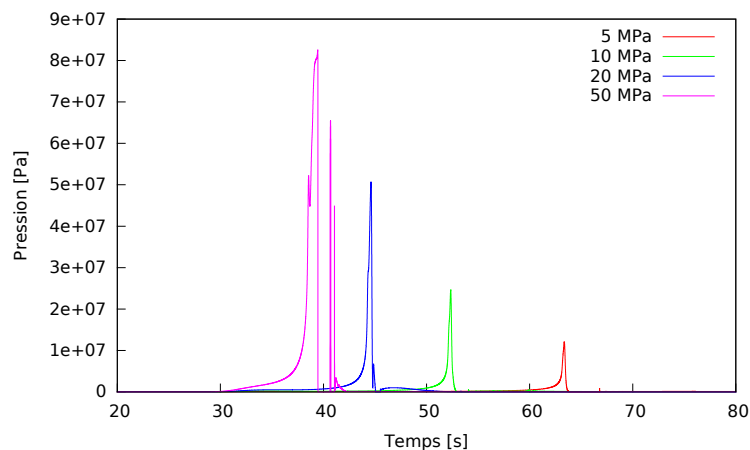


FIGURE V.38 – Profils de pression au niveau de la paroi pour l'implosion d'une bulle proche paroi soumise à une onde incidente de différentes amplitudes.

Tout d'abord, on peut voir que le signal temporel de la pression a une forme usuelle sauf pour le cas avec une onde incidente de $50 MPa$ où deux pics de pression consécutifs peuvent être observés. Cela pose la question de la validité du modèle utilisé avec des lois d'état calées pour une pression plus faible. Néanmoins, cette simulation reste cohérente avec les autres cas et son résultat est tout de même considéré.

Instant de génération de l'onde incidente [μs]	Amplitude initiale de l'onde incidente [MPa]	Temps de collapsus [μs]	Pic de pression à la paroi [MPa]
Pas d'onde	-	93	4.7
20	5	63.0	12.1
20	10	52.0	24.7
20	20	44.4	50.7
20	50	38.3	82.6

TABLEAU V.7 – Influence de l'amplitude de l'onde incidente sur le temps d'implosion et sur l'amplitude de l'onde reçue en paroi lors de l'implosion de la bulle proche paroi.

On peut observer que plus l'amplitude de l'onde incidente est grande, plus la bulle implose rapidement. Pour l'onde de 50 MPa , le temps de collapsus de la bulle est de 38.3 μs contre 93 μs quand aucune onde n'est introduite.

Concernant le chargement en pression de la paroi, le phénomène d'amplification observé au §V.6 est toujours présent. Comme attendu, plus l'amplitude de l'onde incidente est grande, plus le pic de pression à la paroi est important. On peut noter une multiplication par 17 de l'amplitude en paroi entre le cas sans onde incidente et le cas avec une onde de 50 MPa . Pour le cas à 20 MPa , l'amplification est d'un facteur 10, ce qui reste une amplification importante.

V.7.4 Proposition d'un scénario "interaction de deux bulles" comme phénomène menant à l'érosion

L'analyse de sensibilité des paramètres "instant de génération" de l'onde et "amplitude initiale en pression" pour l'onde de pression incidente pourrait être étendue, dans l'avenir, afin de déterminer la condition menant au chargement le plus agressif en paroi. Dans le cadre de cette thèse, nous allons nous baser sur les premiers résultats obtenus pour mener une analyse initiale des phénomènes d'amplification et de leur agressivité.

L'objectif est de déterminer si ce chargement est susceptible de déformer plastiquement le matériau.

Avant de tenter de répondre à cet objectif, il faut s'assurer qu'une telle onde de pression incidente puisse exister et provenir de l'implosion d'une autre bulle de cavitation. Le scénario choisi est qu'une bulle "mère" implose en créant une onde de pression se propageant dans le fluide et qu'une bulle "filie" voit son implosion émettre une onde amplifiée par cette onde incidente avant de venir impacter le matériau.

Ce scénario est très présent dans la littérature, on peut notamment penser aux travaux de [Challier, 2002] qui amplifie numériquement l'implosion d'une bulle à l'aide d'une onde incidente (sphérique), ceux de [Schmidt *et al.*, 2014] ou encore de [Krumenacker *et al.*, 2014], qui modélisent l'implosion d'un nuage de bulles. [Fortes-Patella *et al.*, 2013a] arrivent à montrer que des pressions de l'ordre du GPa lors de l'implosion de la bulle sont nécessaires pour déformer plastiquement le matériau.

V.7.4.1 L'onde incidente vue comme venant de l'implosion d'une bulle voisine

Il est important de vérifier si ces ondes incidentes sont physiquement plausibles. Pour ce faire, la position théorique de la bulle, ayant créée l'onde incidente et venant amplifier l'implosion de la bulle proche paroi, est calculée en utilisant les données simulées dans l'implosion d'une bulle en milieu infini (cf. §V.4.1) où une relation entre la pression et la distance de l'onde avait été trouvée. Cela implique l'hypothèse que cette bulle ait un rayon de $750 \mu m$.

$$p_{onde} = \frac{4250}{r}.$$

avec p_{onde} la pression de l'onde en Pa et r la distance entre l'onde et le centre de la bulle en m .

À partir du tableau V.4, la pression de l'onde incidente au contact de la bulle est donnée et le calcul de la distance entre le centre de la bulle "mère" ayant créé cette onde et la bulle "filie" implosant proche de la paroi est fait (cf. Tab. V.8).

Amplitude initiale de l'onde incidente [MPa]	Amplitude de l'onde au contact de la bulle "filie" [MPa]	Distance théorique entre les bulles [mm]
5	0.65	6.5
10	1.21	3.5
20	2.31	1.8
50	5.56	0.8

TABLEAU V.8 – Position théorique de la bulle créant l'onde incidente par implosion.

La distance calculée varie entre 0.8 et 7 mm ce qui reste des distances plausibles entre deux bulles voisines dans un écoulement cavitant.

V.7.4.2 Évaluation de la pression

Bien que les résultats de nos simulations soient dépendants de lois d'état calées pour de la basse pression, une pression maximum de l'ordre du GPa est trouvée au centre de la bulle. Cette pression est assez importante pour déformer plastiquement les matériaux tels que l'aluminium, le cuivre ou encore l'acier mais perd en amplitude lors de son transport jusqu'à la surface solide. On peut alors imaginer un phénomène à trois bulles où les implosions successives viendraient créer une onde d'implosion de la dernière bulle encore plus importante. Une étude sur les caractéristiques de l'onde "mère" (temps de passage à mi-amplitude) pourrait induire un phénomène de résonance dans le collapsus de la bulle "filie". Cette conjonction de conditions particulières pour aboutir à une amplitude importante expliquerait que seules certaines implosions endommagent le matériau.

V.7.5 Conclusion

L'analyse de l'implosion en proche paroi d'une bulle soumise à une onde incidente semble bien décrite par le code utilisé. Tous les phénomènes caractéristiques de telles implosions sont retrouvés dans la simulation (hors contre-jet) et la forme de la bulle après rebond est encore plus convaincante que sans onde incidente.

De plus, les résultats de l'analyse de sensibilité de cette onde incidente sont très satisfaisants. Malgré des lois d'état imparfaites, une amplification d'un facteur 17 de l'onde émise par l'implosion de la bulle et reçue au niveau de la paroi a été évaluée. Cette amplification mène à une pression d'implosion de la bulle proche du GPa et serait assez importante pour déformer certains matériaux tels que l'aluminium, le cuivre et les aciers inoxydables.

Le scénario à deux bulles développé au travers du code utilisé dans cette partie semble pouvoir expliquer la provenance de cette onde incidente. Seules les collapsus de structures de cavitation soumises à certaines conditions hydrodynamiques présenteraient des amplitudes suffisantes pour endommager les parois solides.

V.8 Synthèse des études à l'échelle bulle

Ce chapitre est une étude exploratrice, à l'aide d'un outil numérique, des phénomènes locaux pouvant mener à l'érosion par cavitation.

Un modèle homogène et compressible dérivant de *Code_Saturne* a été utilisé pour décrire le comportement en implosion d'une bulle sous différentes configurations : bulle en milieu infini ou en proche paroi, avec ou sans onde incidente.

L'étude de l'implosion en milieu infini a permis de valider la possibilité de décrire l'implosion d'une bulle avec ce code au travers de simulations utilisant un maillage sphérique et un maillage hexaédrique. Les écarts entre le temps d'implosion simulé et celui décrit par le modèle de Rayleigh-Plesset peuvent être attribués à la différence des deux modèles et notamment à la prise en compte de la compressibilité dans nos simulations, retardant le collapsus de la bulle. Cette étude a également permis de converger vers un maillage contenant 1/4 de l'espace et qui est utilisé dans la suite des simulations.

Des phénomènes physiques, tels que le rebond de la bulle, celui de l'onde émise par l'implosion sur la paroi ou encore l'apparition du microjet, ont été observés, même si le tore de vapeur n'a pas pu être aperçu dans ces simulations.

L'amplification de l'implosion d'une bulle soumise à une onde incidente, en milieu infini, a pu ensuite être numériquement mise en évidence. En plus d'imploser plus rapidement, l'amplitude de l'onde émise a été amplifiée par cette onde incidente dont la sensibilité de différents paramètres a pu être testée.

Enfin, l'étude combinant l'implosion de la bulle en proche paroi et l'onde incidente a été mise en place afin d'étudier le chargement en pression induit par l'implosion de la bulle. En plus de capter tous les phénomènes physiques attendus (onde, microjet, tore), cette simulation a permis de déduire des ordres de grandeurs en pression pouvant mener à l'érosion d'un matériau en regard. Un scénario à deux bulles pourrait expliquer la possible provenance de l'onde incidente et des pressions de l'ordre du GPa ont pu être obtenues au niveau de l'implosion de la bulle.

Néanmoins, les lois d'états utilisées étant calées pour de la basse pression, et une convergence en maillage ne pouvant être menée avec les outils actuels, tous ces résultats ne sont qu'une ébauche du travail qu'il reste à mener à l'échelle de la bulle pour comprendre et quantifier le phénomène. La question de l'utilisation d'un modèle homogène pour étudier le comportement d'une bulle peut également poser question, tout comme la non prise en compte de la tension de surface. De plus, une comparaison des résultats avec le modèle de Fujikawa-Akamatsu [Fujikawa et Akamatsu, 1980] (prenant en compte les termes de transferts de masse et d'énergie entre les phases en plus de la tension de surface, des gaz non condensables et de la compressibilité du fluide) reste à faire.

PARTIE 4

Conclusion et perspectives

Conclusion et perspectives

Cette thèse s'insère dans une démarche globale de modélisation physique et numérique de la cavitation dans les machines hydrauliques, ayant comme objectif majeur l'analyse du mécanisme d'érosion de cavitation et le développement d'un outil de prévision du phénomène. Les travaux développés dans le cadre de cette thèse ont permis la mise en place d'un modèle de prévision de l'intensité de cavitation, défini comme le chargement imposé par le fluide sur la surface solide, à partir de simulations numériques d'écoulements instationnaires et tridimensionnels.

Une analyse physique détaillée des modèles proposés en vue de la simulation des écoulements cavitants instationnaires et de leur agressivité a été effectuée au préalable.

L'application de ces modèles au cas des écoulements autour d'un hydrofoil a permis de les tester, de les améliorer, d'analyser l'influence des différents paramètres numériques (effet de maillage, pas de temps) et physiques (vitesse de l'écoulement) sur les résultats obtenus. La validation qualitative de l'approche proposée a été réalisée par comparaison avec les données d'essais disponibles, à savoir le comportement hydrodynamique de la poche et le marquage sur différents matériaux. Une tentative de validation quantitative a également été proposée avec des résultats très encourageants. De nouvelles études expérimentales sont néanmoins nécessaires afin de poursuivre les analyses quantitatives et de calibrer la méthodologie de prévision.

Le modèle a ensuite été appliqué à une pompe centrifuge. Il est important de souligner le caractère inédit de ces simulations et des prévisions réalisées au sein du laboratoire et plus généralement au sein de la communauté traitant de ces sujets. Un bon accord qualitatif du comportement hydrodynamique de l'écoulement a été établi. Des améliorations sur la méthodologie de post-traitement et d'analyse ont permis d'obtenir une bonne comparaison de la position du marquage entre les données expérimentales et la simulation, malgré une surestimation de l'agressivité de l'écoulement cavitant au niveau du bord d'attaque des aubes de la machine.

Dans le but d'améliorer la compréhension des mécanismes entrant en jeu lors de l'érosion de cavitation, des simulations de collapsus à l'échelle d'une bulle ont également été menées. L'approche utilisée prend en compte les changements de phase lors de collapsus simulés et, par ce fait, est très originale. La vérification de la modélisation du comportement de la bulle a été faite au travers de calculs en milieu infini, en comparaison avec des résultats analytiques. Une paroi proche de la bulle a ensuite été ajoutée afin de se rapprocher des conditions menant à l'érosion. Des phénomènes physiques, tels que le rebond de la bulle, l'émission de l'onde issue de l'implosion et son impact sur la paroi ou encore l'apparition du microjet, ont alors été observés. Une onde de pression incidente a ensuite été ajoutée

afin d'évaluer son interaction avec la bulle et son rôle lors de l'implosion. Une amplification de l'onde émise lors du collapsus de la bulle a pu être prouvée numériquement et de forts niveaux de pressions ont été calculés, de l'ordre du GPa . Après avoir étudié les caractéristiques de l'onde de pression incidente, il est apparu que seuls les collapsus de structures de cavitation soumises à certaines conditions hydrodynamiques présenteraient des amplitudes suffisantes pour endommager les parois solides.

Les avancées obtenues lors de cette thèse ont permis la mise en place d'une méthodologie d'évaluation de l'agressivité des écoulements cavitants au sein de géométries complexes, avec des possibilités très intéressantes d'applications industrielles à court et moyen termes.

Les études effectuées ouvrent différentes pistes d'amélioration de la méthodologie et des modèles physiques appliqués. Dans la continuité de ces travaux, plusieurs perspectives à court et moyen termes émergent.

La simulation des écoulements cavitants instationnaires pourrait être améliorée avec l'implémentation de modèles physiques plus appropriés et pertinents du point de vue thermodynamique. L'application de modèles homogènes prenant en compte l'équation de l'énergie et une approche thermodynamique barotrope, par exemple, pourrait permettre d'améliorer à court terme les prévisions de la cavitation et donc de l'érosion au sein notamment des géométries complexes de machines hydrauliques. De nouvelles simulations d'écoulements dans une pompe en régime cavitant pourraient alors être mises en place.

L'implémentation de modèles plus complexes et plus coûteux, considérant l'aspect bifluide, turbulent et compressible des écoulements cavitants, serait fondamentale en vue d'une description plus fine des phénomènes à différentes échelles. Il est important de souligner que le développement et la validation de ce type d'approche nécessiterait également la mise en place de nouvelles études expérimentales et de moyens de mesure spécifiques.

En ce qui concerne la prévision de l'intensité de cavitation, des améliorations de la méthodologie d'analyse et de post-traitement proposée seraient à envisager. La prise en compte du chemin parcouru de l'émission à l'impact de l'onde sur une paroi semble de première importance. Cela permettrait d'introduire des phénomènes d'amplifications et d'atténuations de la puissance calculée. Des essais expérimentaux dédiés au calibrage de ce modèle seraient une voie d'amélioration importante et permettraient une validation de ce dernier. La construction d'un modèle sous-maille, basé sur les résultats de simulations à l'échelle de la bulle, reste également une perspective intéressante.

L'approche locale développée pour les calculs à l'échelle "bulle" pourrait être améliorée avec la prise en compte de la tension de surface et le suivi d'interface. L'utilisation des tables thermodynamiques pour la caractérisation du fluide, en remplacement à l'utilisation actuelle des lois d'états de gaz raides, serait mieux adaptée, du point de vue thermodynamique, aux forts gradients de pression observés lors du collapsus. Ces améliorations induiraient un coût en temps de calcul conséquent, mais permettraient certainement de mieux modéliser la dynamique d'implosion de la bulle et de simuler plus pertinemment les structures de cavitation observées expérimentalement à la proximité des parois solides. Enfin, la mise en place de la simulation (ou de la modélisation) de l'implosion d'un nuage de

bulles afin d'étudier l'amplification de l'onde de surpression émise est une voie d'amélioration possible à moyen terme.

La prévision de l'érosion de cavitation nécessite l'étude couplée entre les milieux fluide et solide. Les perspectives proposées devraient s'inclure dans une stratégie plus globale considérant des travaux expérimentaux et numériques en vue de la caractérisation dynamique des matériaux exposés aux forts chargements cycliques dus à la cavitation, ainsi que de leur comportement en fatigue oligocyclique.

Bibliographie

- [Ait-Ali, 2015] AIT-ALI, T. (2015). *Modélisation de la cavitation par une approche à interface diffuse avec prise en compte de la tension de surface*. Thèse de doctorat, Arts et Métiers ParisTech.
- [Anderson et al., 1998] ANDERSON, D., MCFADDEN, G. et WHEELER, A. (1998). Diffuse-interface methods in fluid mechanics. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 30(1):139–165.
- [Archambeau et al., 2004] ARCHAMBEAU, F., MÉCHITOUA, N. et SAKIZ, M. (2004). Code saturne : A finite volume code for the computation of turbulent incompressible flows-industrial applications. *International Journal on Finite Volumes*, 1(1):<http://www.latp.univ-mrs.fr/IJFV/spip.php>.
- [Archer, 1998] ARCHER, A. (1998). Cavitation pitting map of a centrifugal pump. *3rd International Symposium on Cavitation, Grenoble*, 2:195–198.
- [Archer, 2003] ARCHER, A. (2003). Bilan technique des activités EDF R&D sur l'érosion de cavitation : 1995-2003. *Rapport interne EDF/DER*, HI85/03/023/A.
- [Archer et al., 1997] ARCHER, A., NIMANBEG, N. et L'EXACT, C. (1997). Essais de marquage de cavitation sur la pompe centrifuge SHF sur la boucle EPOCA. *Rapport interne EDF/DER*, HP-41/97/021/B.
- [Avellan et al., 1991] AVELLAN, F., DUPONT, P. et FARHAT, M. (1991). Cavitation erosion power. pages 23–27.
- [Barberon et Helluy, 2005] BARBERON, T. et HELLUY, P. (2005). Finite volume simulation of cavitating flows. *Computers & Fluids*, 34(7):832–858.
- [Berthelot, 1850] BERTHELOT, M. (1850). *Sur quelques phénomènes de dilatation forcée des liquides*. impr. Bachelier.
- [Bestion, 2012] BESTION, D. (2012). Applicability of two-phase CFD to nuclear reactor thermalhydraulics and elaboration of Best Practice Guidelines. *Nuclear Engineering and Design*, 253:311–321.
- [Brennen, 1994] BRENNEN, C. (1994). *Hydrodynamics of pumps*. Concepts NREC and Oxford University Press.
- [Carrat et al., 2017] CARRAT, J.-B., FRANC, J.-P. et FORTES-PATELLA, R. (2017). Measurement of cavitation aggressiveness using PVDF sensor and comparison with numerical results. *Proceedings of ASME, Paper No. FEDSM992017-69187*.

- [Cazaud, 1969] CAZAUD, R. (1969). *La fatigue des métaux*. Dunod.
- [Chahine *et al.*, 2008] CHAHINE, G., CHOI, J.-K. et LU, X. (2008). Modeling of air gun generated underwater bubble and pressure field using GEMINI and PHANTOMCLOUD. *79th SAVIAC shock and vibration symposium, Orlando*.
- [Chahine *et al.*, 2014] CHAHINE, G., HSIAO, C.-T. et RAJU, R. (2014). Scaling of cavitation bubble cloud dynamics on propellers. *Advanced Experimental and Numerical Techniques for Cavitation Erosion Prediction*, pages 345–372.
- [Challier, 2002] CHALLIER, G. (2002). *Mécanismes d'interactions fluide/structure et de transfert d'énergie en érosion de cavitation*. Thèse de doctorat, INP Grenoble.
- [Challier *et al.*, 2000] CHALLIER, G., FORTES-PATELLA, R. et REBOUD, J.-L. (2000). Interaction between pressure waves and spherical cavitation bubbles : Discussions about cavitation erosion mechanism. *Proceedings of the 2000 ASME Fluids Engineering Summer Conference*, pages 11–15.
- [Chang et Liou, 2007] CHANG, C. et LIU, M. (2007). A robust and accurate approach to computing compressible multiphase flow : Stratified flow model and ausm+ scheme. *Journal of Computational Physics*, 225(1):840–873.
- [Chebli, 2014] CHEBLI, R. (2014). *Simulation 2D et 3D des écoulements cavitants : développement d'un algorithme original dans Code_Saturne et étude de l'influence de la modélisation de la turbulence*. Thèse de doctorat, Arts et Métiers ParisTech.
- [Chern *et al.*, 1986] CHERN, I., GLIMM, J., MCBRYAN, O., PLOHR, B. et YANIV, S. (1986). Front tracking for gas dynamics. *Journal of Computational Physics*, 62(1):83–110.
- [Choffat, 2007] CHOFFAT, T. (2007). *Simulation des phénomènes de marquage et de perte de masse en érosion de cavitation*. Thèse de doctorat, INP Grenoble.
- [Cole, 1948] COLE, R. (1948). Underwater explosions. *Princeton University Press*.
- [Coutier-Delgosha, 2001] COUTIER-DELGOSHA, O. (2001). *Modélisation des écoulements cavitants : étude des comportements instationnaires et application tridimensionnelle aux turbomachines*. Thèse de doctorat, INP Grenoble.
- [Coutier-Delgosha *et al.*, 2003] COUTIER-DELGOSHA, O., FORTES-PATELLA, R. et REBOUD, J.-L. (2003). Evaluation of the turbulence model influence on the numerical simulations of unsteady cavitation. *Journal of Fluids Engineering, Trans. ASME*, 125(1):38–45.
- [Coutier-Delgosha *et al.*, 2003] COUTIER-DELGOSHA, O., REBOUD, J.-L. et DELANNOY, Y. (2003). Numerical simulation of the unsteady behaviour of cavitating flows. *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, 42(5):527–548.
- [Couty, 2002] COUTY, P. (2002). *Physical investigation of cavitation vortex collapse*. Thèse de doctorat, École Polytechnique Fédérale de Lausanne.

- [Cronenberg et Benz, 1980] CRONENBERG, A. et BENZ, R. (1980). Vapor explosion phenomena with respect to nuclear reactor safety assessment. *Advances in Nuclear Science and Technology*, pages 247–334.
- [De Laage De Meux, 2012] DE LAAGE DE MEUX, B. (2012). *Modélisation des écoulements turbulents en rotation et en présence de transferts thermiques par approche hybride RANS/LES zonale*. Thèse de doctorat, École Nationale Supérieure de Mécanique et d’Aérotechnique.
- [Delannoy et Kueny, 1990] DELANNOY, Y. et KUENY, J.-L. (1990). Two phase flow approach in unsteady cavitation modeling. *Cavitation and Multiphase Flow Forum*, 98:153–158.
- [Denèfle, 2013] DENÈFLE, R. (2013). *Modélisation locale diphasique eau-vapeur des écoulements dans les générateurs de vapeur*. Thèse de doctorat, Université Bordeaux 1.
- [Dular et Coutier-Delgosha, 2009] DULAR, M. et COUTIER-DELGOSHA, O. (2009). Numerical modelling of cavitation erosion. *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, 61(12):1388–1410.
- [Dular et al., 2006] DULAR, M., STOFFEL, B. et ŠIROK, B. (2006). Development of a cavitation erosion model. *Wear*, 261(5):642–655.
- [Dumont, 2004] DUMONT, N. (2004). *Modélisation de l’écoulement diphasique dans les injecteurs Diesel*. Thèse de doctorat, INP Toulouse.
- [EDF-R&D, 2015] EDF-R&D (2015). *Code saturne 4.2.0 theory guide*. <http://code-saturne.org/cms/documentation/guides/theory>.
- [Esch et Menter, 2003] ESCH, T. et MENTER, F. (2003). Heat transfer predictions based on two-equation turbulence models with advanced wall treatment. *Turbulence, Heat and Mass Transfer*, 4:633–640.
- [Flageul et al., 2012] FLAGEUL, C., FORTES-PATELLA, R. et ARCHER, A. (2012). Cavitation erosion prediction by numerical simulations. *Proceedings of 14th International Symposium on Transport Phenomena and Dynamics of Rotating Machinery, ISROMAC-14*.
- [Fortes-Patella, 1994] FORTES-PATELLA, R. (1994). *Analyse de l’érosion de cavitation par simulations numériques d’impacts*. Thèse de doctorat, INP Grenoble.
- [Fortes-Patella, 2004] FORTES-PATELLA, R. (2004). Diplôme d’habilitation à diriger des recherches. *Résumé des activités de recherche, d’encadrement et d’enseignement*.
- [Fortes-Patella et al., 2012] FORTES-PATELLA, R., ARCHER, A. et FLAGEUL, C. (2012). Numerical and experimental investigations on cavitation erosion. *IOP Conference Series : Earth and Environmental Science*, 15(2):022013.
- [Fortes-Patella et al., 1999a] FORTES-PATELLA, R., CHALLIER, G. et REBOUD, J.-L. (1999a). Study of pressure wave emitted during spherical bubble collapse. *Proceedings of ASME, Paper No. FEDSM99-6756*.

- [Fortes-Patella *et al.*, 2001] FORTES-PATELLA, R., CHALLIER, G., REBOUD, J.-L. et ARCHER, A. (2001). Cavitation erosion mechanism : Numerical simulations of the interaction between pressure waves and solid boundaries. *http://resolver.caltech.edu/cav2001 : sessionA3.006*.
- [Fortes-Patella *et al.*, 2013a] FORTES-PATELLA, R., CHALLIER, G., REBOUD, J.-L. et ARCHER, A. (2013a). Energy balance in cavitation erosion : From bubble collapse to indentation of material surface. *Journal of Fluids Engineering, Trans. ASME*, 135(1):011303.
- [Fortes-Patella *et al.*, 2013b] FORTES-PATELLA, R., CHOFFAT, T., REBOUD, J.-L. et ARCHER, A. (2013b). Mass loss simulation in cavitation erosion : Fatigue criterion approach. *Wear*, 300(1):205–215.
- [Fortes-Patella et Reboud, 1998] FORTES-PATELLA, R. et REBOUD, J.-L. (1998). A new approach to evaluate the cavitation erosion power. *Journal of Fluids Engineering, Trans. ASME*, 120(2):335–344.
- [Fortes-Patella *et al.*, 1999b] FORTES-PATELLA, R., REBOUD, J.-L. et ARCHER, A. (1999b). Évaluation des sollicitations mécaniques générées sur les aubages d’une roue de pompe centrifuge par l’implosion d’un tourbillon de vapeur dans le diffuseur. *Rapport interne EDF/DER*, HP-41/98/049/B.
- [Fortes-Patella *et al.*, 2000] FORTES-PATELLA, R., REBOUD, J.-L. et ARCHER, A. (2000). Cavitation damage measurement by 3d laser profilometry. *Wear*, 246(1):59–67.
- [Fortes-Patella *et al.*, 2004] FORTES-PATELLA, R., REBOUD, J.-L. et BRIANÇON-MARJOLLET, L. (2004). A phenomenological and numerical model for scaling the flow aggressiveness in cavitation erosion. *EROCAV Workshop, Val de Reuil, France*.
- [Franc *et al.*, 1995] FRANC, J.-P., AVELLAN, F., BELAHADJI, B., BILLARD, J.-Y., BRIANÇON-MARJOLLET, L., FRÉCHOU, D., FRUMAN, D., KARIMI, A., KUENY, J.-L. et MICHEL, J.-M. (1995). *La cavitation : mécanismes physiques et aspects industriels*. EDP Sciences.
- [Frikha, 2010] FRIKHA, S. (2010). *Etude numérique et expérimentale des écoulements cavitants sur corps portants*. Thèse de doctorat, Arts et Métiers ParisTech.
- [Fujikawa et Akamatsu, 1980] FUJIKAWA, S. et AKAMATSU, T. (1980). Effects of the non-equilibrium condensation of vapour on the pressure wave produced by the collapse of a bubble in a liquid. *Journal of Fluid Mechanics*, 97(3):481–512.
- [Gallouët *et al.*, 2004] GALLOUËT, T., HÉRARD, J.-M. et SEGUIN, N. (2004). Numerical modeling of two-phase flows using the two-fluid two-pressure approach. *Mathematical Models and Methods in Applied Sciences*, 14(05):663–700.
- [Goncalves et Fortes-Patella, 2009] GONCALVES, E. et FORTES-PATELLA, R. (2009). Numerical simulation of cavitating flows with homogeneous models. *Computers & Fluids*, 38(9):1682–1696.
- [Guelin, 1980] GUELIN, P. (1980). Remarques sur l’hystérésis mécanique. *Journal de Mécanique*, 19(2).

- [Gueyffier *et al.*, 1999] GUEYFFIER, D., LI, J., NADIM, A., SCARDOVELLI, R. et ZALESKI, S. (1999). Volume-of-fluid interface tracking with smoothed surface stress methods for three-dimensional flows. *Journal of Computational Physics*, 152(2):423–456.
- [Guiloteau et Cormier, 1994] GUILLOTEAU, J.-L. et CORMIER, C. (1994). Roues des pompes de Penly et de Nogent. *Rapport d'expertise EDF/DER*, D.5714/GLO/RA94 4208/0.
- [Gulich, 1992] GÜLICH, J.-F. (1992). Diagnostic de la cavitation sur des pompes centrifuges. *Revue technique Sulzer*, no 1:29–35.
- [Hammit, 1987] HAMMITT, F. (1987). Cavitation erosion : the state of the art and predicting capability. *Applied Mechanical Review*, 32(6):665–675.
- [Hirt et Nichols, 1981] HIRT, C. et NICHOLS, B. (1981). Volume of fluid (VOF) method for the dynamics of free boundaries. *Journal of Computational Physics*, 39(1):201–225.
- [Hofmann *et al.*, 2001] HOFMANN, M., STOFFEL, B., COUTIER-DELGOSHA, O., FORTES-PATELLA, R. et REBOUD, J.-L. (2001). Experimental and numerical studies on a centrifugal pump with 2d-curved blades in cavitating condition. <http://resolver.caltech.edu/cav2001:sessionB7.005>.
- [Hsiao *et al.*, 2003] HSIAO, C.-T., CHAHINE, G. et LIU, H. (2003). Scaling effect on prediction of cavitation inception in a line vortex flow. *Journal of Fluid Engineering, Trans. ASME*, 125(1):53–60.
- [Hurisse, 2014] HURISSE, O. (2014). Application of an homogeneous model to simulate the heating of two-phase flows. *International Journal on Finite Volumes*, 11:<http://www.latp.univ-mrs.fr/IJFV/spip.php>.
- [Husseini et Archer, 2015] HUSSEINI, P. et ARCHER, A. (2015). Simulations numériques à l'aide du code Europlexus de l'interaction bulle-paroi pour application à l'érosion de cavitation. *Rapport interne EDF/DER*, H-I85-2015-04642-FR.
- [Ishii, 1975] ISHII, M. (1975). *Thermo-fluid dynamic theory of two-phase flow*. Eyrolles, Paris.
- [ISO 9906, 2000] ISO 9906, N. (2000). *Pompes rotodynamiques : Essais de fonctionnement hydraulique pour la réception, Niveaux 1 et 2*. Juin.
- [Isselin, 1997] ISSELIN, J.-C. (1997). *Étude expérimentale de la dynamique d'une bulle de vapeur initiée par laser impulsionnel à proximité d'une paroi*. Thèse de doctorat, Aix Marseille 2.
- [Ješe *et al.*, 2014] JEŠE, U., FORTES-PATELLA, R. et ANTHEAUME, S. (2014). High head pump-turbine : Pumping mode numerical simulations with a cavitation model for off-design conditions. *IOP Conference Series : Earth and Environmental Science*, 22(3):032048.
- [Johnsen et Colonius, 2009] JOHNSEN, E. et COLONIUS, T. (2009). Numerical simulations of non-spherical bubble collapse. *Journal of Fluid Mechanics*, 629:231–262.
- [Kapahi *et al.*, 2015] KAPAHİ, A., HSIAO, C.-T. et CHAHINE, G. (2015). Shock-induced bubble collapse versus Rayleigh collapse. *Journal of Physics : Conference Series*, 656:012128.

- [Karimi et Leo, 1987] KARIMI, A. et LEO, W. (1987). Phenomenological model for cavitation rate computation. *Materials Science and Engineering*, 95:1–14.
- [Kato et al., 1996] KATO, H., KONNO, A., MAEDA, M. et YAMAGUCHI, H. (1996). Possibility of quantitative prediction of cavitation erosion without model test. *Journal of Fluids Engineering, Trans. ASME*, 118(3):582–588.
- [Kell, 1983] KELL, G. (1983). Early observations of negative pressures in liquids. *American Journal of Physics*, 51(11):1038–1041.
- [Keller et Miksis, 1980] KELLER, J. et MIKSIS, M. (1980). Bubble oscillations of large amplitude. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 68(2):628–633.
- [Knapp, 1955] KNAPP, R. (1955). Recent investigations of the mechanics of cavitation and cavitation damage. *Transactions of the ASME*, 77:1045–1054.
- [Krumenacker, 2015] KRUMENACKER, L. (2015). *Contribution à la prévision de l'érosion de cavitation à partir d'un modèle à deux échelles pour l'estimation du chargement imposé en paroi par le fluide*. Thèse de doctorat, INP Grenoble.
- [Krumenacker et al., 2014] KRUMENACKER, L., FORTES-PATELLA, R. et ARCHER, A. (2014). Numerical estimation of cavitation intensity. *IOP Conference Series : Earth and Environmental Science*, 22:052014.
- [Kunz et al., 1999] KUNZ, R. F., BOGER, D., CHYCZEWSKI, T., STINEBRING, D., GIBELING, H. et GOVINDAN, T. (1999). Multi-phase cfd analysis of natural and ventilated cavitation about submerged bodies. *Proceedings of FEDSM*, 99.
- [Lauder et Spalding, 1974] LAUNDER, B. et SPALDING, D. (1974). The numerical computation of turbulent flows. *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, 3(2):269–289.
- [Lauterborn et Kurz, 2010] LAUTERBORN, W. et KURZ, T. (2010). Physics of bubble oscillations. *Reports on Progress in Physics*, 73(10).
- [Lauterborn et Vogel, 2013] LAUTERBORN, W. et VOGEL, A. (2013). Shock wave emission by laser generated bubbles. *Bubble dynamics and shock waves*, pages 67–103.
- [Le Fur et David, 1998] LE FUR, B. et DAVID, J.-F. (1998). Comparison between pitting rate and erosion rate for three materials. *3rd International Symposium on Cavitation, Grenoble*, 2:227–230.
- [Le Métayer et al., 2004] LE MÉTAYER, O., MASSONI, J. et SAUREL, R. (2004). Élaboration des lois d'état d'un liquide et de sa vapeur pour les modèles d'écoulements diphasiques. *International Journal of Thermal Sciences*, 43(3):265–276.
- [Le Métayer, 2003] LE MÉTAYER, O. (2003). *Modélisation et résolution de la propagation de fronts perméables. Application aux fronts d'évaporation et de détonation*. Thèse de doctorat, Aix Marseille 1.

- [Leclercq *et al.*, 2016] LECLERCQ, C., ARCHER, A. et FORTES-PATELLA, R. (2016). Numerical investigations on cavitation intensity for 3d homogeneous unsteady viscous flows. *IOP Conference Series : Earth and Environmental Science*, 49:092007.
- [Leclercq *et al.*, 2017a] LECLERCQ, C., ARCHER, A., FORTES-PATELLA, R. et CERRU, F. (2017a). First attempt on numerical prediction of cavitation damage on a centrifugal pump. *Proceedings of ASME, Paper No. FEDSM992017-69085*.
- [Leclercq *et al.*, 2017b] LECLERCQ, C., ARCHER, A., FORTES-PATELLA, R. et CERRU, F. (2017b). Numerical cavitation intensity on a hydrofoil for 3d homogeneous unsteady viscous flows. *International Journal of Fluid Machinery and Systems*, 10(3):254–263.
- [Lecoffre, 1994] LECOFFRE, Y. (1994). *La cavitation, traqueur de bulles*. Edition Hermès, Paris.
- [Li et Merkle, 2006] LI, D. et MERKLE, C. (2006). A unified framework for incompressible and compressible fluid flows. *Journal of Hydrodynamics, Ser. B*, 18(3):113–119.
- [Lindau et Lauterborn, 2003] LINDAU, O. et LAUTERBORN, W. (2003). Cinematographic observation of the collapse and rebound of a laser-produced cavitation bubble near a wall. *Journal of Fluid Mechanics*, 479:327–348.
- [Lush *et al.*, 1979] LUSH, P., SELIM, S., STUDD, L. et ANGELL, B. (1979). The relation between cavitation noise and erosion. *Proc. 5th Int. Conf. on Erosion by Solid and Liquid Impact*, 62-1.
- [Masella *et al.*, 1998] MASELLA, J., TRAN, Q., FERRE, D. et PAUCHON, C. (1998). Transient simulation of two-phase flows in pipes. *International Journal of Multiphase Flow*, 24(5):739–755.
- [Mimouni *et al.*, 2008] MIMOUNI, S., BOUCKER, M., LAVIÉVILLE, J., GUELFY, A. et BESTION, D. (2008). Modelling and computation of cavitation and boiling bubbly flows with the NEPTUNE_CFD code. *Nuclear Engineering and Design*, 238(3):680–692.
- [Müller *et al.*, 2009] MÜLLER, S., BACHMANN, M., KRÖNINGER, D., KURZ, T. et HELLUY, P. (2009). Comparison and validation of compressible flow simulations of laser-induced cavitation bubbles. *Computers & Fluids*, 38(9):1850–1862.
- [Nohmi *et al.*, 2008] NOHMI, M., IKOHAGI, T. et IGA, Y. (2008). Numerical prediction method of cavitation erosion. *ASME 2008 Fluids Engineering Division Summer Meeting collocated with the Heat Transfer, Energy Sustainability, and 3rd Energy Nanotechnology Conferences*, pages 1139–1145.
- [Ochiai *et al.*, 2010] OCHIAI, N., IGA, Y., NOHMI, M. et IKOHAGI, T. (2010). Numerical prediction of cavitation erosion intensity in cavitating flows around a clark y 11.7% hydrofoil. *Journal of Fluid Science and Technology*, 5(3):416–431.
- [Ochiai *et al.*, 2011] OCHIAI, N., IGA, Y., NOHMI, M. et IKOHAGI, T. (2011). Numerical analysis of nonspherical bubble collapse behavior and induced impulsive pressure during first and second collapses near the wall boundary. *Journal of Fluid Science and Technology*, 6(6):860–874.

- [Paillere *et al.*, 2003] PAILLÈRE, H., CORRE, C. et GARCÍA CASCALES, J.-R. (2003). On the extension of the ausm+ scheme to compressible two-fluid models. *Computers & Fluids*, 32(6):891–916.
- [Paquette *et al.*, 2015] PAQUETTE, Y., PELLONE, C., FIVEL, M., GHIGLIOTTI, G., JOHNSEN, E. et FRANC, J.-P. (2015). Modeling fluid-structure interaction in cavitation erosion : Preliminary results. *Journal of Physics : Conference Series*, 656:012053.
- [Parsons, 1906] PARSONS, C. (1906). The steam turbine on land and at sea. *Lecture to the Royal Institution, London*.
- [Pereira, 1997] PEREIRA, F. (1997). *Prédiction de l'érosion de cavitation : approche énergétique*. Thèse de doctorat, École Polytechnique Fédérale de Lausanne.
- [Peters *et al.*, 2015] PETERS, A., SAGAR, H., LANTERMANN, U. et EL MOCTAR, O. (2015). Numerical modelling and prediction of cavitation erosion. *Wear*, 338:189–201.
- [Pineda Rondon, 2017] PINEDA RONDON, S. (2017). *Numerical prediction of cavitation erosion*. Thèse de doctorat, École Centrale de Lyon, Université de Lyon.
- [Plesset et Chapman, 1971] PLESSET, M. et CHAPMAN, R. (1971). Collapse of an initially spherical vapour cavity in the neighbourhood of a solid boundary. *Journal of Fluid Mechanics*, 47:283–290.
- [Pouffary, 2004] POUFFARY, B. (2004). *Simulation numérique d'écoulements 2D/3D cavitants, stationnaires et instationnaires : Analyse spécifique pour les turbomachines*. Thèse de doctorat, INP Grenoble.
- [Pouffary *et al.*, 2008] POUFFARY, B., FORTES-PATELLA, R., REBOUD, J.-L. et LAMBERT, P.-A. (2008). Numerical simulation of 3d cavitating flows : analysis of cavitation head drop in turbomachinery. *Journal of Fluids Engineering, Trans. ASME*, 130(6):061301.
- [Prosperetti et Lezzi, 1986] PROSPERETTI, A. et LEZZI, A. (1986). Bubble dynamics in a compressible liquid. part 1. first-order theory. *Journal of Fluid Mechanics*, 168:457–478.
- [Rayleigh, 1917] RAYLEIGH, L. (1917). On the pressure developed in a liquid during the collapse of a spherical cavity. *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science*, 34(200):94–98.
- [Reboud, 1987] REBOUD, J.-L. (1987). *Réponse impulsionnelle d'un milieu elastoplastique : Application à l'étude de l'érosion de cavitation*. Thèse de doctorat, INP Grenoble.
- [Reboud, 2001] REBOUD, J.-L. (2001). Prévion de l'érosion de cavitation : couplage écoulement et matériau. Partie I : aspect matériau. *Rapport interne EDF/DER*, N P91/C03332.
- [Reboud et Archer, 2005] REBOUD, J.-L. et ARCHER, A. (2005). Étude théorique du signal généré par l'implosion d'une bulle de cavitation à proximité d'une aube de machine tournante et recueilli à l'aide d'un capteur d'émission acoustique en paroi externe fixe de la machine. *Rapport interne EDF/DER*, HI-85/05/003/A.
- [Reboud et Fortes-Patella, 1997] REBOUD, J.-L. et FORTES-PATELLA, R. (1997). Etude de l'interaction fluide-structure en érosion de cavitation. *La Houille Blanche*, 6:34–39.

- [Reboud *et al.*, 1998] REBOUD, J.-L., STUTZ, B. et COUTIER-DELGOSHA, O. (1998). Two-phase flow structures of cavitation : Experiment and modelling of unsteady effects. *3rd International Symposium on Cavitation, Grenoble*, 1:203–208.
- [Reynolds, 1882] REYNOLDS, O. (1882). Mem. proc. *Manchester Liter. Philos. Soc.*, 7(3):1–19.
- [Rhie et Chow, 1983] RHIE, C. et CHOW, W. (1983). Numerical study of the turbulent flow past an airfoil with trailing edge separation. *AIAA Journal*, 11:1525–1532.
- [Riber, 2007] RIBER, E. (2007). *Développement de la méthode de simulation aux grandes échelles pour les écoulements diphasiques turbulents*. Thèse de doctorat, INP Toulouse.
- [Rossinelli *et al.*, 2013] ROSSINELLI, D., HEJAZIALHOSSEINI, B., HADJIDOUKAS, P., BEKAS, C., CURIONI, A., BERTSCH, A., FUTRAL, S., SCHMIDT, S., ADAMS, N. et KOUMOUTSAKOS, P. (2013). 11 PFLOP/s simulations of cloud cavitation collapse. *High Performance Computing, Networking, Storage and Analysis (SC), 2013 International Conference for*, pages 1–13.
- [Saurel et Abgrall, 1999] SAUREL, R. et ABGRALL, R. (1999). A multiphase Godunov method for compressible multifluid and multiphase flows. *Journal of Computational Physics*, 150(2):1999.
- [Saurel *et al.*, 1999] SAUREL, R., COCCHI, P. et BARRY BUTLER, P. (1999). Numerical study of cavitation in the wake of a hypervelocity underwater projectile. *Journal of Propulsion and power*, 15(4):513–522.
- [Schmidt, 1997] SCHMIDT, D.-P. (1997). *Cavitation in diesel fuel injector nozzles*. Thèse de doctorat, University of Wisconsin-Madison.
- [Schmidt *et al.*, 2014] SCHMIDT, S., MIHATSCH, M., THALHAMER, M. et ADAMS, N. (2014). Assessment of erosion sensitive areas via compressible simulation of unsteady cavitating flows. *Advanced experimental and numerical techniques for cavitation erosion prediction*, pages 329–344.
- [Schnerr et Sauer, 2001] SCHNERR, G. et SAUER, J. (2001). Physical and numerical modeling of unsteady cavitation dynamics. *Fourth International Conference on Multiphase Flow*, 1.
- [Schrage, 1953] SCHRAGE, R. (1953). *A theoretical study of interphase mass transfer*. Columbia University Press.
- [Simoneau et Archer, 1996] SIMONEAU, R. et ARCHER, A. (1996). Marquage de cavitation de différents matériaux sur la boucle Modulab. *Rapport interne EDF/DER*, HP-41/96/023.
- [Singhal *et al.*, 2002] SINGHAL, A., ATHAVALE, M., LI, H. et JIANG, Y. (2002). Mathematical basis and validation of the full cavitation model. *Journal of Fluids Engineering, trans. ASME*, 124(3): 617–624.
- [Soyama et Kumano, 2002] SOYAMA, H. et KUMANO, H. (2002). The fundamental threshold level - a new parameter for predicting cavitation erosion resistance. *Journal of Testing and Evaluation*, 30(5):421–431.

- [Sussman et Puckett, 2000] SUSSMAN, M. et PUCKETT, E. (2000). A coupled level set and volume-of-fluid method for computing 3d and axisymmetric incompressible two-phase flows. *Journal of Computational Physics*, 162(2):301–337.
- [Sussman *et al.*, 1994] SUSSMAN, M., SMEREKA, P. et OSHER, S. (1994). A level set approach for computing solutions to incompressible two-phase flow. *Journal of Computational Physics*, 114(1): 146–159.
- [Tarride, 2013] TARRIDE, B. (2013). *Physique, fonctionnement et sûreté des REP : Maîtrise des situations accidentelles du système réacteur*. EDP sciences.
- [Thalhamer *et al.*, 2012] THALHAMER, M., SCHMIDT, S., MIHATSCH, M. et ADAMS, N. (2012). Numerical simulation of sheet and cloud cavitation and detection of cavitation erosion. *14th International Symposium on Transport Phenomena and Dynamics of Rotating Machinery, ISROMAC-14*.
- [Tomita et Shima, 1986] TOMITA, Y. et SHIMA, A. (1986). Mechanisms of impulsive pressure generation and damage pit formation by bubble collapse. *Journal of Fluid Mechanics*, 169:535–564.
- [Touazi et Hurisse, 2012] TOUAZI, O. et HURISSE, O. (2012). Synthèse bibliographique concernant les modèles diphasiques homogènes eau-vapeur appliqués à la simulation de la cavitation et à la simulation à l'échelle composant. *Rapport interne EDF/DER*, H-I84-2012-00934-FR.
- [Van Oosterom et Strackee, 1983] VAN OOSTEROM, A. et STRACKEE, J. (1983). The solid angle of a plane triangle. *IEEE Transactions on Biomedical Engineering*, 2(BME-30):125–126.
- [Vandelle, 2017] VANDELLE, M. (2017). Application du module de cavitation *Code_Staurne* à la géométrie de la pompe SHF. *Rapport interne EDF/DER*, 6125-3017-2017-01938-FR.
- [Vertseeg et Malalasekera, 1995] VERTSEEG, H. K. et MALALASEKERA, W. (1995). *An introduction to computational fluid dynamics : the finite volume method*. Longman Scientific and Technical.
- [Vogel et Lauterborn, 1988] VOGEL, A. et LAUTERBORN, W. (1988). Acoustic transient generation by laser-produced cavitation bubbles near solid boundaries. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 84(2):719–731.
- [Wald, 2016] WALD, J.-F. (2016). *Lois de paroi adaptatives pour un modèle de fermeture du second ordre dans un contexte industriel*. Thèse de doctorat, Université de Pau et des Pays de l'Adour.
- [Wang et Brennen, 1994] WANG, Y.-C. et BRENNEN, C. (1994). Shock wave development in the collapse of a cloud of bubbles. *Cavitation and Multiphase Flow*, 194:15–19.
- [Ward et Emmony, 1990] WARD, B. et EMMONY, D. (1990). The energies and pressures of acoustic transients associated with optical cavitation in water. *Journal of Modern Optics*, 37(4):803–811.
- [Zein *et al.*, 2013] ZEIN, A., HANTKE, M. et WARNECKE, G. (2013). On the modeling and simulation of a laser-induced cavitation bubble. *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, 73(2):172–203.
- [Zhang *et al.*, 2009] ZHANG, A., YAO, X. et FENG, L. (2009). The dynamic behavior of a gas bubble near a wall. *Ocean Engineering*, 36(3):295–305.

[Zwart *et al.*, 2004] ZWART, P. J., GERBER, A. G. et BELAMRI, T. (2004). A two-phase flow model for predicting cavitation dynamics. *Fifth International Conference on Multiphase Flow, Yokohama, Japan*, 152.

PARTIE 5

Annexes

Description de Code_Saturne

Dans cette annexe, *Code_Saturne* est d'abord décrit de façon générale avant de présenter les lois de paroi et la spécificité du module cavitant.

A.1 Description de *Code_Saturne*

Code_Saturne est un logiciel de CFD libre et open source développé par EDF. Il est essentiellement dédié aux applications d'écoulements turbulents, monophasiques et incompressibles. Il fonctionne sur maillage non structuré d'éléments polyédriques quelconques.

Dans le but de pouvoir traiter le plus grand nombre de cas possible, on trouve dans *Code_Saturne* des fonctionnalités de suivi lagrangien des particules, de déformation de maillage (méthode ALE), de couplage thermique fluide/structure etc. Un grand nombre de modules peut ainsi être activé ou non suivant le modèle à simuler (arc électrique, compressibilité, écoulement cavitant, interaction rotor-stator, etc.). Certains modules permettent également un post-traitement des données directement pendant le calcul. Une description détaillée des modèles et des méthodes disponibles et utilisés dans ce logiciel se trouve dans la documentation utilisateur et théorique du code [EDF-R&D, 2015]. Une description synthétique est également disponible [Archambeau *et al.*, 2004]. Dans cette annexe (inspirée de [De Laage De Meux, 2012]), seuls quelques éléments de descriptions du code sont repris.

A.1.1 Équations résolues

Code_Saturne résout les équations de conservation de masse et de quantité de mouvement d'un fluide newtonien sous la forme :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div}(\rho \underline{u}) = \Gamma, \quad (\text{A1})$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \underline{u}) + \text{div}(\rho \underline{u} \otimes \underline{u}) = -\underline{\text{grad}}(p) + \text{div}(\mu_{tot} \underline{\text{grad}}(\underline{u})) - \text{div}(\rho \underline{R}) + \underline{S} + \underline{B} \underline{u}, \quad (\text{A2})$$

et les équations de convection-diffusion pour un scalaire ϕ :

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} + \text{div}((\rho \underline{u}) \phi) = \text{div}(\alpha_{tot} \underline{\text{grad}}(\phi)) + S_e + S_i \phi. \quad (\text{A3})$$

Dans les équations (A2) et (A3), on a :

- $\mu_{tot} = \mu + \rho \nu_t$ pour les modèles de viscosité turbulente/viscosité de sous-maille et $\mu_{tot} = \mu$ en laminaire ou pour les modèles RANS au second ordre,

- $\underline{R} = 0$ en laminaire ou pour les modèles de viscosité turbulente/de sous-maille et \underline{R} le tenseur de Reynolds pour les modèles RANS au second ordre,
- α_{tot} intègre, dans le cas turbulent, une modélisation des flux thermiques turbulents,
- \underline{S} et S_e désignent des termes sources quelconques et $\underline{B}\underline{u}$ et $S_i\phi$ des termes sources linéarisés (terme de flottabilité, de Coriolis, terme source utilisateurs, etc.).

Dans la suite de notre description de *Code_Saturne* on supposera $\Gamma = 0$ et ρ constant (et donc $\text{div}(\underline{u}) = 0$). Le cas cavitant sera décrit à la suite de cette description.

A.1.2 Schéma semi-discret

Les trois composantes de vitesses sont résolues de manière couplée. La contrainte de continuité est assurée suivant une procédure prédiction-correction (l'algorithme de *Code_Saturne* est très proche de l'algorithme SIMPLEC ; voir [Vertseeg et Malalasekera, 1995] par exemple).

Prédiction des vitesses : $(\underline{u}^{(n)}, p^{(n)}) \rightarrow (\tilde{\underline{u}}^{(n+1)}, p^{(n)})$

À l'étape de prédiction, un θ -schéma est adopté pour la discrétisation temporelle. La prédiction de vitesse, notée $\tilde{\underline{u}}^{(n+1)}$, est obtenue en résolvant le système suivant à cette étape :

$$\rho \frac{\tilde{\underline{u}}^{(n+1)} - \underline{u}^{(n)}}{\Delta t} + \text{div}(\tilde{\underline{u}}^{(n+\theta)} \otimes (\rho \underline{u})^{(n)}) - \underline{B}^{(n)} \tilde{\underline{u}}^{(n+\theta)} = -\underline{\text{grad}}(p^{(n+\theta-1)}) + \underline{A}^{(n+\theta_S)}, \quad (\text{A4})$$

avec :

$$\underline{A} = \text{div}(\mu_{tot}^t \underline{\text{grad}}(\underline{u}^{n+\theta})) - \text{div}(\rho^{(n)} \underline{R}) + \underline{S},$$

$$\tilde{\underline{u}}^{(n+\theta)} = \theta \tilde{\underline{u}}^{(n+1)} + (1 - \theta) \tilde{\underline{u}}^{(n)},$$

et l'exposant $(n + \theta_S)$ indiquant qu'une procédure d'extrapolation (non détaillée ici) peut être mise en œuvre pour les termes sources. Par défaut, en LES $\theta = 1/2$ (Crank-Nicholson). En RANS $\theta = 0$ (Euler implicite). Le terme source \underline{A} est extrapolé en LES $(n - 1, n) \rightarrow n + \theta_S$.

Correction des vitesses : $(\tilde{\underline{u}}^{(n+1)}, p^{(n)}) \rightarrow (\underline{u}^{(n+1)}, p^{(n+1)})$

La seconde étape consiste à calculer l'incrément $(\delta \underline{u})^{(n+1)}$ tel que $\underline{u} = \tilde{\underline{u}} + \delta \underline{u}$ satisfasse la contrainte de continuité (éq. (A1)). L'équilibre du bilan de quantité de mouvement permet de voir que, après l'étape de prédiction :

$$\rho (\delta \underline{u})^{(n+1)} \approx -\Delta t \underline{\text{grad}}((\delta p)^{(n+1)}), \quad \text{avec } (\delta p)^{(n+1)} = p^{(n+1)} - p^{(n)}. \quad (\text{A5})$$

En prenant la divergence de cette équation, on résout finalement l'étape de correction :

$$\text{div}\left(\Delta t \underline{\text{grad}}((\delta p)^{(n+1)})\right) = \text{div}(\rho \tilde{\underline{u}}^{(n+1)}), \quad (\text{A6})$$

ce qui permet de déterminer $p^{(n+1)}$ puis $\underline{u}^{(n+1)}$ d'après (A5).

Si le modèle de turbulence demande à résoudre une ou plusieurs équations de transport, celles-ci sont résolues ensuite, avec un schéma en temps implicite.

Enfin, les équations de convection-diffusion pour les éventuels autres scalaires résolus (température ou enthalpie par exemple) sont traitées (schéma en temps explicite).

A.1.3 Discrétisation spatiale

La discrétisation spatiale est de type volumes finis colocalisés (vitesse, pression et tous les scalaires résolus aux mêmes nœuds de maillage). La valeur discrète ϕ_i de la variable ϕ au centre de gravité, noté I , d'une maille Ω_i représente :

$$\phi_i = \frac{1}{|\Omega_i|} \int_{\Omega_i} \phi \, dv.$$

La face commune aux cellules Ω_i et Ω_j est notée F_{ij} , de centre de gravité F . La valeur discrète ϕ_{ij} de ϕ en F est une approximation de :

$$\phi_{ij} = \frac{1}{|F_{ij}|} \int_{F_{ij}} \phi \, d\sigma.$$

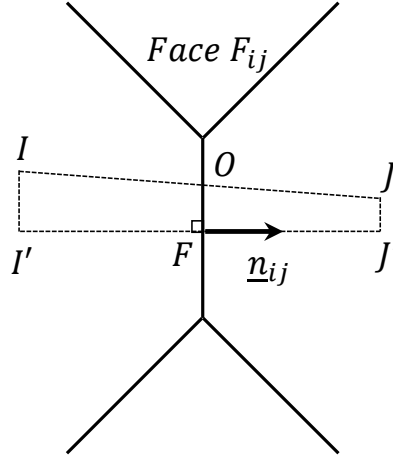


FIGURE A.1.1 – Notation des entités géométriques intervenant dans les schémas (adapté de [Archambeau *et al.*, 2004]).

Les autres entités géométriques impliquées dans les schémas de discrétisation sont O l'intersection de la droite (IJ) et la face F_{ij} et I' (resp. J') la projection de I (resp. J) sur la normale à F_{ij} . Cette normale est portée par le vecteur unitaire \underline{n}_{ij} extérieur à Ω_i (cf. Fig. A.1.1).

Prédiction

En utilisant le théorème de la divergence, la discrétisation spatiale de l'équation de prédiction (A4) peut s'écrire :

$$\begin{aligned} \frac{|\Omega_i|}{\Delta t} (\rho \tilde{\underline{u}}_i^{(n+1)} - \rho \underline{u}_i^{(n)}) + \sum_{j \in \text{Vois}(i)} \tilde{\underline{u}}_{ij}^{(n+\theta)} (\rho \underline{u} \cdot \underline{n})_{ij}^{(n)} |F_{ij}| - \sum_{j \in \text{Vois}(i)} (\mu_{tot} \underline{\underline{\text{grad}}}(\tilde{\underline{u}}) \cdot \underline{n})_{ij}^{(n+\theta)} |F_{ij}| \\ = -|\Omega_i| \underline{\underline{G}}_i(p^{(n+\theta-1)}) + |\Omega_i| \underline{\underline{A}}_i^{(n)} + |\Omega_i| \underline{\underline{B}}_i^{(n)} \cdot \tilde{\underline{u}}_i^{(n+\theta)}, \end{aligned} \quad (\text{A7})$$

avec $\tilde{\underline{u}}_{ij}$ respectivement la vitesse prédite à l'interface.

Par défaut, l'opérateur de gradient au centre des cellules :

$$\underline{G}_i(\phi) = \frac{1}{|\Omega_i|} \int_{\Omega_i} \underline{\text{grad}}(\phi) dv = \frac{1}{|\Omega_i|} \sum_{j \in \text{Vois}(i)} \int_{F_{ij}} \phi \underline{n} d\sigma,$$

est discrétisé par :

$$\underline{G}_i(\phi) = \frac{1}{|\Omega_i|} \sum_{j \in \text{Vois}(i)} \mathcal{I}_{ij}(\phi) |F_{ij}| \underline{n}_{ij},$$

avec \mathcal{I}_{ij} l'opérateur d'interpolation au centre des faces (interpolation d'ordre deux) :

$$\mathcal{I}_{ij}(\phi) = \alpha_{ij} \phi_i + (1 - \alpha_{ij}) \phi_j + \frac{1}{2} \underline{OF} \cdot (\underline{G}_i(\phi) + \underline{G}_j(\phi)), \quad (\text{A8})$$

avec :

$$\alpha_{ij} = \frac{\underline{FJ}' \cdot \underline{n}_{ij}}{\underline{I'J}' \cdot \underline{n}_{ij}}.$$

On voit que la discrétisation (A8) des gradients est implicite lorsque le maillage n'est pas ortho-normé ; par défaut, (A8) est inversée par une méthode de Jacobi. Le test de convergence s'effectue alors à l'aide du test d'arrêt de cette même méthode dont la limite est fixée à 10^{-8} par défaut (et dans nos calculs).

Dans la discrétisation du terme convectif (deuxième terme du membre de gauche de (A7)), le flux de masse $(\rho \underline{u} \cdot \underline{n})_{ij}^{(n)}$ est connu à l'issue de l'étape de correction (voir plus bas) du pas de temps précédent. Plusieurs schémas sont disponibles pour l'approximation de la valeur discrète ϕ_{ij} au centre des faces, en particulier :

– *upwind* (schéma d'ordre un) :

$$\phi_{ij} = \phi_{ij}^U = \gamma_{ij} \phi_i + (1 - \gamma_{ij}) \phi_j, \quad \text{avec} \quad \gamma_{ij} = \begin{cases} 1 & \text{si } (\rho \underline{u} \cdot \underline{n})_{ij}^{(n)} > 0, \\ 0 & \text{sinon,} \end{cases}$$

– centré (schéma d'ordre deux) :

$$\phi_{ij} = \phi_{ij}^C = \mathcal{I}_{ij}(\phi),$$

– mixte :

$$\phi_{ij} = \beta \phi_{ij}^U + (1 - \beta) \phi_{ij}^C, \quad 0 < \beta < 1.$$

Par défaut, $\beta = 0$ (schéma centré) pour la vitesse et un schéma *upwind* est adopté pour la turbulence (ainsi que pour la fraction volumique, α , du module cavitant).

Dans la discrétisation du terme de diffusion (troisième terme du membre de gauche de (A7)), les flux diffusifs sont approchés par :

$$(\mu_{tot} \underline{\underline{\text{grad}}}(\tilde{\underline{u}}) \cdot \underline{n})_{ij} = \mu_{tot} \mathcal{G}_{n,ij}(\tilde{\underline{u}}),$$

avec $\mathcal{G}_{n,ij}$ l'opérateur gradient normal aux faces, discrétisé par :

$$\mathcal{G}_{n,ij}(\phi) = \frac{\phi_{j'} - \phi_{i'}}{\underline{IJ} \cdot \underline{n}_{ij}},$$

pour $\phi_{i'}$ (resp. $\phi_{j'}$) l'interpolation de ϕ_i (resp. ϕ_j) en I' (resp. J') suivante (interpolation d'ordre un) :

$$\phi_{i'} = \phi_i + \underline{II}' \cdot \underline{G}_i(\phi).$$

Finalement, le système (A7) est inversé par une méthode de Jacobi. Le test de convergence s'effectue également à l'aide du test d'arrêt de cette même méthode dont la limite est fixée à 10^{-8} par défaut (et dans nos calculs).

Correction

La discrétisation volumes finis de l'équation de correction (A6) peut s'écrire :

$$\Delta t \sum_{j \in \text{Vois}(i)} (\underline{\text{grad}}(\delta p) \cdot \underline{n})_{ij}^{(n+1)} |F_{ij}| = \sum_{j \in \text{Vois}(i)} (\rho \tilde{\underline{u}} \cdot \underline{n})_{ij}^{(n+1)} |F_{ij}|, \quad (\text{A9})$$

où l'inconnue de l'incrément de pression $(\delta p)_i = p_i^{(n+1)} - p_i^{(n)}$.

Dans le membre de gauche, l'approximation est la suivante :

$$(\underline{\text{grad}}(\delta p) \cdot \underline{n})_{ij} = \mathcal{G}_{n,ij}(\delta p).$$

Dans le membre de droite, on a :

$$(\rho \tilde{\underline{u}} \cdot \underline{n})_{ij} = \mathcal{I}_{ij}(\rho \tilde{\underline{u}}) \cdot \underline{n}_{ij} + \mathcal{F}_{ij}.$$

\mathcal{F}_{ij} est un terme, dit filtre de Rhie et Chow [Rhie et Chow, 1983], permettant d'éviter le découplage de deux cellules adjacentes dans la résolution du Laplacien. Il s'écrit :

$$\mathcal{F}_{ij} = \Delta t \left(\mathcal{I}_{ij}(\underline{G}(p^{(n)})) \cdot \underline{n}_{ij} - \mathcal{G}_{n,ij}(p^{(n)}) \right).$$

Le système (A9) est inversé par une méthode multi-grille algébrique (par défaut).

À l'issue de cette étape de correction, les variables discrètes de quantité de mouvement $\rho \underline{u}_i$, de flux de masse $(\rho \underline{u} \cdot \underline{n})_{ij}$ et de pression p_i sont mises à jour par les procédures suivantes :

- $\rho \underline{u}_i^{(n+1)} = \rho \tilde{\underline{u}}_i^{(n+1)} - \Delta t \underline{G}_i(\delta p^{(n+1)})$,
- $(\rho \underline{u} \cdot \underline{n}_{ij})^{(n+1)} = (\rho \tilde{\underline{u}} \cdot \underline{n})_{ij}^{(n)} - \Delta t \mathcal{G}_{n,ij}(\delta p^{(n+1)})$,
- $p_i^{(n+1)} = p_i^{(n)} + (\delta p)_i^{(n+1)}$.

A.1.4 Modèle de turbulence et lois de paroi

Le modèle de turbulence (k - ε) utilisé dans cette thèse ainsi que les deux modèles de lois de parois utilisés seront détaillés dans cette partie.

A.1.4.1 Modèle de turbulence

Au cours de cette thèse, les maillages générés pour l'étude de l'hydrofoil ont été réalisés avec une distance adimensionnelle à la paroi y^+ assez élevée (supérieure à 15 en moyenne), nous permettant de modéliser la turbulence avec un modèle k - ε standard.

Dans ce modèle, le tenseur de Reynolds ($\underline{\underline{R}}$) peut s'écrire en fonction du tenseur des contraintes ($\underline{\underline{S}}$) :

$$\rho \underline{\underline{R}} = \frac{2}{3} \rho k \underline{\underline{1}} - 2 \mu_t \underline{\underline{S}}^D.$$

Les équations résolues pour k et ε , sans considération des termes de gravité, sont les suivantes :

$$\begin{cases} \rho \frac{\partial k}{\partial t} + \underline{\nabla} k \cdot (\rho \underline{u}) - \text{div} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \underline{\nabla} k \right] = \mathcal{P} - \rho \varepsilon, \\ \rho \frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \underline{\nabla} \varepsilon \cdot (\rho \underline{u}) - \text{div} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \underline{\nabla} \varepsilon \right] = C_{\varepsilon 1} \frac{\varepsilon}{k} \mathcal{P} - \rho C_{\varepsilon 2} \frac{\varepsilon^2}{k}, \end{cases}$$

où \mathcal{P} est le terme de production créé par cisaillement moyen :

$$\begin{aligned} \mathcal{P} &= -\rho \underline{\underline{R}} : \underline{\nabla} \underline{u} = - \left[-2 \mu_t \underline{\underline{S}}^D + \frac{2}{3} \rho k \underline{\underline{1}} \right] : \underline{\underline{S}}, \\ &= 2 \mu_t \underline{\underline{S}}^D : \underline{\underline{S}}^D - \frac{2}{3} \rho k \text{tr}(\underline{\nabla} \underline{u}). \end{aligned}$$

Les constantes du modèle sont données dans le tableau A.1.1 :

C_μ	$C_{\varepsilon 1}$	$C_{\varepsilon 2}$	σ_k	σ_ε
0.09	1.44	1.92	1.0	1.3

TABLEAU A.1.1 – Constantes du modèle k - ε [Launder et Spalding, 1974]

A.1.4.2 Lois de paroi

Modèle à deux échelles de vitesse (loi utilisée dans la simulation du profil NACA 65012)

La vitesse relative du fluide attachée à la paroi est notée $\underline{u}'_I = (\underline{1} - \underline{n} \otimes \underline{n}) \cdot (\underline{u}_I - \underline{v}_{wall})$ (avec I' la projection du centre I de la cellule Ω_i sur la normale \underline{n} à la paroi, \underline{u}_I la vitesse au point I et \underline{v}_{wall} la vitesse de la paroi).

Le bilan de conservation de la quantité de mouvement simplifié dans la première couche de mailles s'écrit :

$$(\mu + \mu_T) \frac{\partial u}{\partial y} = \tau_{wall}, \quad (\text{A10})$$

avec τ_{wall} la contrainte de cisaillement.

La première échelle de vitesse est celle basée sur la distance à la paroi et est notée $u_y = \sqrt{|\underline{u}'_I| \nu / y}$.

On note également $u_k = \sqrt{\sqrt{C_\mu} k}$ la vitesse de frottement basée sur l'énergie cinétique de turbulence dans les premières cellules. Cette définition est en réalité valide pour de grandes valeurs de y^+ et une pondération est effectuée dans le cas où l'intensité turbulente est très faible :

$$u_k = \sqrt{g \frac{\nu |\underline{u}'_I|}{y} + (1 - g) \sqrt{C_\mu} k},$$

où g est un coefficient de pondération défini par $g = \exp\left(-\frac{\sqrt{k} y}{11\nu}\right)$.

La vitesse de frottement u^* est définie par :

$$u^* = \frac{\tau_{wall}}{\rho u_k}.$$

L'équation (A10) peut alors s'écrire :

$$\left(1 + \frac{\mu_T}{\mu}\right) \frac{\partial u^+}{\partial y_k^+} = 1, \quad (\text{A11})$$

avec $u^+ = \frac{|\underline{u}'_I|}{u^*}$ et $y_k^+ = \frac{y u_k}{\nu}$.

On a $\nu_T = C_\mu^{1/4} \sqrt{k} C_\mu^{3/4} \frac{k^{3/2}}{\varepsilon} = u_k L_m$ où $L_m = C_\mu^{3/4} \frac{k^{3/2}}{\varepsilon}$ est l'échelle spatiale intégrale. En utilisant le modèle de Prandtl ($L_m = \kappa y$ avec la constante de Kármán $\kappa = 0.42$), on obtient l'équation suivante :

$$\left(1 + \frac{1}{\kappa y^+}\right) \frac{\partial u^+}{\partial y_k^+} = 1.$$

Deux régions sont alors définies. Dans la première, où $\mu_T/\mu \ll 1$, appelée la sous-couche visqueuse, et dans laquelle μ_T/μ est négligée dans l'équation (A11), le profil de vitesse est trouvé linéaire :

$$u^+ = y^+. \quad (\text{A12})$$

L'autre région est pour $\mu_t/\mu \gg 1$ et où le profil de vitesse est logarithmique :

$$u^+ = \frac{1}{\kappa} \ln(y^+) + C_{log}, \quad (\text{A13})$$

avec $C_{log} = 5.2$.

(A12) est valable pour $y^+ < 5$ et (A13) pour $y^+ > 30$. Il y a donc une région entre les deux correspondant à la région de transition que des modèles sophistiqués peuvent décrire. À la place de ces modèles plus complexes (non détaillés ici), une distance limite adimensionnée est introduite, y_{lim}^+ , qui sépare grossièrement les deux régions. La valeur de cette limite est de $1/\kappa$ pour assurer la continuité du gradient de vitesse. On a alors :

$$\begin{cases} u^+ = y^+ & \text{si } y_k^+ < y_{lim}^+, \\ u^+ = \frac{1}{\kappa} \ln(y_k^+) + C_{log} & \text{sinon.} \end{cases}$$

Loi de paroi de type *scalable* (loi utilisée dans la simulation de la pompe SHF)

Cette loi est décrite dans [Wald, 2016]. Le principe est de permettre l'utilisation de modèles *Hauts Reynolds* (k - ε dans notre cas) pour des maillages *Bas Reynolds*. Cette approche, appelée *scalable wall function*, est décrite par Esch et Menter [Esch et Menter, 2003]. Il s'agit d'une limitation sur la vitesse permettant d'éviter les problèmes liés à l'utilisation de maillages raffinés. On utilise :

$$\hat{y}^+ = \max(y^+, y_{lim}^+),$$

avec $y_{lim}^+ = 10.88$, la valeur pour laquelle se croisent les lois linéaire et logarithmique, pour décrire le profil de vitesse.

On empêche donc la vitesse de frottement de rentrer dans la zone linéaire en lui donnant une valeur correspondant à la borne inférieure de la zone logarithmique.

Cette méthode, très utilisée, permet de diminuer la sensibilité au maillage lors de l'utilisation de maillage non adapté au modèle et d'éviter que le calcul diverge. Il est néanmoins important à noter que cette méthode permet l'utilisation de modèles *Hauts Reynolds* sur des maillages *Bas Reynolds* mais ne permettra en aucun cas de converger vers un modèle *Bas Reynolds*.

A.2 Description du module cavitation de *Code_Saturne*

Code_Saturne avec module de cavitation permet la résolution d'un écoulement diphasique homogène par une équation de conservation de masse de vapeur.

A.2.1 Équations résolues

Dans ce modèle, les propriétés physiques, la densité ρ et la viscosité dynamique μ , du mélange dépendent de propriétés constantes de références (ρ_l, μ_l pour le liquide et ρ_v, μ_v pour le gaz) et de la résolution du taux de vide α . Ces propriétés suivent les relations (A14) et (A15).

$$\rho = \alpha \rho_v + (1 - \alpha) \rho_l, \quad (\text{A14})$$

$$\mu = \alpha \mu_v + (1 - \alpha) \mu_l. \quad (\text{A15})$$

La dynamique du mélange est modélisée à l'aide des équations de Navier-Stokes (cf. éq. (A16) et (A17)).

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div}(\rho \underline{u}) = 0, \quad (\text{A16})$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \underline{u}) + \text{div}(\underline{u} \otimes \rho \underline{u}) = -\underline{\text{grad}}(p) + \text{div}(\underline{\tau}). \quad (\text{A17})$$

En utilisant l'équation (A14), l'équation de conservation de la masse (A16) peut être séparée en deux (cf. éq. (A18) et (A19)).

$$\frac{\partial(\alpha \rho_v)}{\partial t} + \text{div}(\alpha \rho_v \underline{u}) = \Gamma_v, \quad (\text{A18})$$

$$\frac{\partial((1 - \alpha)\rho_l)}{\partial t} + \text{div}((1 - \alpha)\rho_l \underline{u}) = -\Gamma_v, \quad (\text{A19})$$

avec Γ_v le terme source de vaporisation apparaissant avec un signe opposé dans l'équation de conservation de la masse liquide.

En utilisant le fait que les densités de références ρ_v et ρ_l sont constantes, on peut obtenir l'équation (A20) directement de l'équation (A18) et l'équation (A21) de l'addition des équations (A18) et (A19) :

$$\frac{\partial \alpha}{\partial t} + \text{div}(\alpha \underline{u}) = \frac{\Gamma_v}{\rho_v}, \quad (\text{A20})$$

$$\text{div}(\underline{u}) = \Gamma_v \left(\frac{1}{\rho_v} - \frac{1}{\rho_l} \right). \quad (\text{A21})$$

On peut voir que l'équation de conservation de la masse du mélange (cf. éq. (A16)) a été séparée en deux équations : une équation de conservation de la masse de vapeur et une équation de contrainte résiduelle garantissant la conservation de la masse totale du mélange. Le schéma de résolution global du module de cavitation est le suivant (et est explicité dans le §A.2.3) :

1. Prévision de la vitesse en utilisant l'équation (A17).
2. Correction de la vitesse par l'équation (A17) et (A21).
3. Résolution du taux de vide avec l'équation (A20).
4. Mise à jour des propriétés physiques du mélange via les équations (A14) et (A15).

A.2.2 Terme source de vaporisation

Dans *Code_Saturne avec module de cavitation*, tel qu'utilis e dans la thèse, le terme source Γ_v est mod elis e par le modèle de Merkle [Li et Merkle, 2006], à savoir :

$$\Gamma_v = m^+ + m^-,$$

$$\text{avec : } \begin{cases} m^+ = - \frac{C_{prod} \rho_l \min(p - p_{sat}, 0) (1 - \alpha)}{\frac{1}{2} \rho_l u_\infty^2 t_\infty}, \\ m^- = - \frac{C_{dest} \rho_v \max(p - p_{sat}, 0) \alpha}{\frac{1}{2} \rho_l u_\infty^2 t_\infty}. \end{cases} \quad (\text{A22})$$

Par défaut, le modèle de *Code_Saturne avec module de cavitation* est une variante du modèle de Merkle.

$C_{prod} = 1000$ et $C_{dest} = 50$ sont des constantes empiriques, $t_\infty = l_\infty / u_\infty$ une échelle de temps de référence et p_{sat} la pression de saturation de référence. l_∞ , u_∞ et p_{sat} sont des constantes modifiables par l'utilisateur.

Le modèle $k-\varepsilon$ est également modifi e. La viscosité dynamique turbulente s'écrit avec la correction de Reboud [Coutier-Delgosha *et al.*, 2003] :

$$\mu_t = f(\rho) C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon},$$

avec : $f(\rho) = \rho_v + \left(\frac{\rho_v - \rho}{\rho_v - \rho_l} \right)^n (\rho_l - \rho_v)$, où $n = 10$ dans notre étude [Reboud *et al.*, 1998].

A.2.3 Discrétisation temporelle

à chaque pas de temps n , le schéma de résolution global suit successivement les étapes 1 à 4 décrites au  A.2.1. Dans ce schéma de résolution, les propriétés physiques sont mises à jour à la fin du pas de temps n .

Prédiction des vitesses : $(\alpha^{(n)}, \underline{u}^{(n)}, p^{(n)}) \rightarrow (\alpha^{(n)}, \tilde{\underline{u}}, p^{(n)})$

La procédure est quasiment identique à celle de *Code_Saturne* monophasique et incompressible. Seule la discrétisation de la dérivée en temps du terme de gauche de l'équation (A17) est modifiée afin de prendre en compte le fait que la densité du mélange est mise à jour à la fin du pas de temps. Dans l'algorithme de cavitation, on résoud donc  a l'étape de prédiction :

$$\frac{\rho^{(n)} \tilde{\underline{u}} - \rho^{(n-1)} \underline{u}^{(n)}}{\Delta t} + \nabla \cdot (\tilde{\underline{u}} \otimes (\rho \underline{u})^{(n)} + \underline{\underline{\tau}}) + \nabla p^{(n)} = 0,$$

avec $\tilde{\underline{u}}$ la vitesse prédite au pas de temps $n + 1$ et $\underline{\underline{\tau}} = 2\mu \underline{\underline{S}} + (\kappa - 2\mu/3) \text{tr}(\underline{\underline{S}}) \underline{\underline{1}}$, le tenseur des contraintes visqueuses.

Correction des vitesses : $(\alpha^{(n)}, \tilde{\underline{u}}, p^{(n)}) \rightarrow (\alpha^{(n)}, \underline{u}^{(n+1)}, p^{(n+1)})$

A cette étape, on résout le bilan simplifié entre l'incrément de vitesse $\underline{u}^{(n+1)} - \tilde{\underline{u}}$ et l'incrément de pression $\delta p = p^{(n+1)} - p^{(n)}$:

$$\rho^{(n)} \frac{\underline{u}^{(n+1)} - \tilde{\underline{u}}}{\Delta t} + \nabla \delta p = 0.$$

On a donc :

$$\underline{u}^{(n+1)} - \tilde{\underline{u}} + \frac{\Delta t}{\rho^{(n)}} \nabla \delta p = 0,$$

que l'on peut réécrire en prenant la divergence :

$$\text{div} \left(\frac{\Delta t^n}{\rho} \nabla \delta p \right) = \text{div}(\tilde{\underline{u}}) - \text{div}(\underline{u}^{(n+1)}).$$

En utilisant la contrainte de continuité sur le mélange (A21), discrétisé suivant :

$$\text{div}(\underline{u}^{(n+1)}) = \Gamma_v(\alpha^{(n)}, p^{(n+1)}) \left(\frac{1}{\rho_v} - \frac{1}{\rho_l} \right), \quad (\text{A23})$$

on résout finalement :

$$\text{div} \left(\frac{\Delta t^n}{\rho} \nabla \delta p \right) = \text{div}(\tilde{\underline{u}}) - \Gamma_v(\alpha^{(n)}, p^{(n+1)}) \left(\frac{1}{\rho_v} - \frac{1}{\rho_l} \right).$$

Résolution du taux de vide $(\alpha^{(n)}, \underline{u}^{(n+1)}, p^{(n+1)}) \rightarrow (\alpha^{(n+1)}, \underline{u}^{(n+1)}, p^{(n+1)})$

La discrétisation en temps de l'équation (A21) est :

$$\frac{\alpha^{(n+1)} - \alpha^{(n)}}{\Delta t^{(n)}} + \text{div}(\alpha^{(n)} \underline{u}^{(n)}) = \frac{1}{\rho_v} \Gamma_v(\alpha^{(n)}, p^{(n+1)}). \quad (\text{A24})$$

Dans cette équation, le terme source de cavitation est discrétisé avec le même schéma temporel que celui de l'étape de correction pour assurer l'exact conservation de la masse (on rappelle que la somme de (A23) et (A24) forme l'équation de conservation de la masse de mélange).

Description de Prototype Homogène

Code_Saturne

B.1 Équations résolues

B.1.1 Le modèle homogène

Soit U la vitesse du mélange, en assumant un équilibre cinématique, U est également la vitesse de chacune des phases. La pression P est également commune aux deux phases. La masse volumique du mélange est notée $\rho = 1/\tau$ où τ représente le volume spécifique. $E = e + U^2/2$ représente l'énergie spécifique du mélange avec e l'énergie interne. On note $Y = (\alpha, y, z)^t$, avec $0 \leq Y^i \leq 1$, $i = 1..3$, le facteur définissant les caractéristiques du mélange. $\alpha = \alpha_l$ représente la fraction volumique de liquide, en prenant en compte la conservation du volume, on a alors $\alpha_v = 1 - \alpha$ comme volume de fraction vapeur (appelé également taux de vide). En notant ρ_l et ρ_v respectivement la densité volumique de masse de la phase liquide et de la phase vapeur, on a alors :

$$\rho = \alpha \rho_l + (1 - \alpha) \rho_v \quad (\text{B1})$$

Pour chaque phase $k = l, v$ la fraction massique est définie par :

$$y_k = \alpha_k \frac{\rho_k}{\rho}$$

Et la fraction d'énergie par :

$$z_k = y_k \frac{e_k}{e}$$

On a alors grâce à (B1), $y_l + y_v = 1$ et on note $y = y_l$. On va également imposer $z_l + z_v = 1$ en notant là aussi $z = z_l$. On assume donc le fait que l'énergie interne correspond à la somme des énergies de chaque phase multipliée par leur fraction massique :

$$e = y e_l + (1 - y) e_v$$

On fait l'hypothèse que les quantités ρ , U et E respectent complètement les lois de conservation de masse, quantité de mouvement et d'énergie totale. On fait également l'hypothèse que les différentes fractions Y sont transportées à la vitesse U et sujette à un terme source Γ_Y . On a donc :

$$\begin{cases} \frac{\partial}{\partial t}(Y) + U \frac{\partial}{\partial x}(Y) = \Gamma_Y \\ \frac{\partial}{\partial t}(\rho) + \frac{\partial}{\partial x}(\rho U) = 0 \\ \frac{\partial}{\partial t}(\rho U) + \frac{\partial}{\partial x}(\rho U^2 + P) = 0 \\ \frac{\partial}{\partial t}(\rho E) + \frac{\partial}{\partial x}(U(\rho E + P)) = 0 \end{cases} \quad (\text{B2})$$

Pour fermer le système, une équation d'état pour la pression du mélange, $P = \mathcal{P}(Y, \rho, e)$ reste à déterminer en plus de la spécification des termes sources, $\Gamma_Y = (\Gamma_Y^1, \Gamma_Y^2, \Gamma_Y^3)^t$.

B.1.2 Caractérisation entropique des termes sources

On peut prouver qu'une solution régulière de l'entropie, s , est régie par l'équation :

$$\frac{\partial}{\partial t}(s) + U \frac{\partial}{\partial x}(s) = \sum_i \frac{\partial}{\partial Y^i}(s) \Gamma_Y^i \geq 0 \quad \forall (Y, \tau, e)$$

avec

$$\begin{aligned} s(Y, \tau, e) &= y s_l(\tau, e_l) + (1 - y) s_v(\tau_v, e_v) \\ &= y s_l\left(\frac{\alpha}{y} \tau, \frac{z}{y} e\right) + (1 - y) s_v\left(\frac{1 - \alpha}{1 - y} \tau, \frac{1 - z}{1 - y} e\right) \end{aligned}$$

En supposant un retour à l'équilibre exponentiel de chaque fraction Y^i à un temps caractéristique λ^i jusqu'à une valeur $Y_{eq}^i(\tau, e)$, on a alors :

$$\Gamma_Y^i = \frac{Y_{eq}^i(\tau, e) - Y^i}{\lambda^i}$$

Pour respecter l'augmentation d'entropie et en restant en accord avec la seconde loi thermodynamique, on impose :

$$s(Y_{eq}(\tau, e), \tau, e) = \max_{\{0 \leq Y \leq 1\}} (s(Y, \tau, e)) \quad (\text{B3})$$

B.1.3 Propriétés du modèle

On peut écrire la pression et la température en fonction des pressions et températures locales :

$$P = \frac{\alpha T}{T_l} P_l + \frac{(1 - \alpha) T}{T_v} P_v \quad \text{et} \quad \frac{1}{T} = \frac{z}{T_l} + \frac{1 - z}{T_g}$$

ou encore pour P :

$$P = \frac{\frac{\alpha}{T_l} P_l + \frac{(1-\alpha)}{T_v} P_v}{\frac{z}{T_l} + \frac{1-z}{T_g}} \quad (\text{B4})$$

En notant $\mu_k = e_k + P_k \tau_k - T_k s_k$, le potentiel chimique, les fractions Y_{eq} sont donc solutions du système d'équations non linéaire :

$$\begin{cases} T_l(Y_{eq}, \tau, e) = T_v(Y_{eq}, \tau, e) \\ P_l(Y_{eq}, \tau, e) = P_v(Y_{eq}, \tau, e) \\ \mu_l(Y_{eq}, \tau, e) = \mu_v(Y_{eq}, \tau, e) \end{cases} \quad (\text{B5})$$

La vitesse du son, c , pour le système (B2) est alors définie par :

$$\frac{c^2}{T\tau^2} = -(-\alpha, Pz) \cdot s_l'' \cdot \begin{pmatrix} -\alpha \\ Pz \end{pmatrix} - (-(1-\alpha), P(1-z)) \cdot s_v'' \cdot \begin{pmatrix} -(1-\alpha) \\ P(1-z) \end{pmatrix}$$

où s_k'' représente la matrice Hessienne de l'entropie phasique $(\tau_k, e_k) \rightarrow s_k(\tau_k, e_k)$. La célérité phasique, c_k , est égale à :

$$\frac{c_k^2}{T_k \tau_k^2} = -(-1, P) \cdot s_k'' \cdot \begin{pmatrix} -1 \\ P \end{pmatrix}$$

Les valeurs et vecteurs propres du système (B2) sont les mêmes que pour le système d'Euler. Les champs associés aux fractions Y^i sont linéairement dégénérés (LD) et la valeur propre correspondante est U . L'équation de conservation de masse, de quantité de mouvement et d'énergie ont pour valeurs propres U et $U \pm c$. La première mène à un champ LD alors que les deux autres à de champs vraiment non linéaires (VNL).

B.2 Schéma numérique

Un schéma volume fini (d'ordre 1 en espace et en temps) a été retenu pour simuler le modèle défini dans la section précédente. Le schéma général est un schéma classique à pas fractionné. On tient d'abord compte de la partie convective du système (B2) et les termes sources sont ensuite discrétisés. Le dernier pas est une résolution des différentes fractions à l'équilibre, Y_{eq} .

B.2.1 Équation d'état - Gaz raide

Il a été décidé de se focaliser sur une équation d'état de type gaz raide pour les deux fluides. Ce type d'équation d'état permet une bonne approximation du comportement de la partie liquide et peut dégénérer jusque l'équation de gaz parfait pour la vapeur. Les entropies phasiques sont alors :

$$s_k(\tau_k, e_k) = C_{v,k} \ln\left((e_k - \Pi_k \tau_k) \tau_k^{\gamma_k - 1}\right) + s_k^0$$

avec $\Pi_k > 0$, et, pour chaque espèce :

- $C_{v,k}$ la capacité calorifique,
- $-\Pi_k$ le minimum de pression (l'entropie phasique, et la vitesse du son phasique sont définies pour $P_k > -\Pi_k$; et la température phasique est positive lorsque $P_k > -\Pi_k$),
- $\gamma_k > 1$ le coefficient polytropique,
- s_k^0 l'entropie de référence.

L'utilisation de cette loi d'état nous permet de trouver une équation pour la pression et la température phasique :

$$P_k(\tau, e, Y) = \frac{z_k}{\alpha_k} \frac{e}{\tau} (\gamma_k - 1) - \Pi_k \gamma_k \quad (\text{B6})$$

$$T_k(\tau, e, Y) = \frac{z_k}{y_k} \frac{e - \Pi_k \frac{\alpha_k}{y_k} \tau}{C_{v,k}} \quad (\text{B7})$$

B.2.2 Le pas convectif

La partie convective du système (B2) est basée sur les équations du système d'Euler et il existe beaucoup de schémas Volumes Finis permettant d'obtenir une approximation de ses solutions. Il a été choisi de s'intéresser au schéma VFRoe-ncv utilisant les variables (Y, τ, U, P) avec une méthode de relaxation pour l'énergie.

On pose $W = (Y, \rho, \rho U, \rho E)$ et $\mathcal{F} : W \rightarrow (\rho Y, \rho U, \rho U^2 + P, \rho U E + U P)$. Pour toute quantité Φ , Φ_i^n représente l'approximation volume fini de cette quantité dans la cellule i au temps t^n . Pour toute approximation W_i^n de W au temps t^n et dans la cellule i , on calcule l'approximation $W_i^{n+1,*}$ à la fin du pas convectif par ce schéma :

$$W_i^{n+1,*} - W_i^n + \frac{\Delta t^n}{\Delta x} ((F(W_{i+1}^n, W_i^n) - F(W_i^n, W_{i-1}^n))) = 0$$

où $F(.,.)$ représente le flux numérique, dépendant du schéma utilisé.

Le schéma VFRoe-ncv résout le système (B2) écrit de façon non-conservative :

$$\frac{\partial}{\partial t}(V) + A(V) \frac{\partial}{\partial x}(V) = 0$$

avec, $V = (Y, \tau, U, P) = \Phi^{-1}(W)$, les variables non-conservatives, et $A = (\nabla_V \Phi)^{-1}(\nabla_W \mathcal{F})(\nabla_V \Phi)$, la matrice de convection (Φ est un difféomorphisme). Le flux numérique s'écrit alors :

$$F(W_l, W_r) = \mathcal{F}(\Phi(\mathcal{V}(x/t = 0, \Phi^{-1}(W_l), \Phi^{-1}(W_r))))$$

où $\mathcal{V}(x/t, V_l, V_r)$ est la solution exacte au problème de Riemann associé au système :

$$\frac{\partial}{\partial t}(V) + A(\bar{V}) \frac{\partial}{\partial x}(V) = 0, \quad \text{avec } \bar{V} = \frac{V_l + V_r}{2}$$

et avec l'état à gauche et à droite noté respectivement V_l et V_r .

Le pas de temps Δt^n doit respecter :

$$\frac{\Delta t^n}{\Delta x} \Lambda_{l,r} < 1/2$$

où $\Lambda_{l,r}$ est le rayon spectral de $A(\bar{V})$.

On définit Γ_1 et Γ_2 tel que :

$$\Gamma_1 = \max_i \left(1 + \tau_i \frac{\partial}{\partial e}(P)(Y_i, \tau_i, e_i) \right)$$

et

$$\Gamma_2 = \max_i \left(-\frac{\tau_i}{P_i} \frac{\partial}{\partial \tau}(P)(Y_i, \tau_i, e_i) + \tau_i \frac{\partial}{\partial e}(P)(Y_i, \tau_i, e_i) \right)$$

On choisit ensuite $\Gamma > \max(\Gamma_1, \Gamma_2)$ (on choisit en pratique $\Gamma = 1.01 \times \max(\Gamma_1, \Gamma_2)$). Une énergie modifiée ε est introduite :

$$\varepsilon = e - \tau \frac{P}{\Gamma - 1}$$

On introduit également le système d'équation :

$$\frac{\partial}{\partial t}(W^\#) + \frac{\partial}{\partial x}(\mathcal{F}^\#(W^\#)) = 0 \tag{B8}$$

avec :

$$W^\# = \left(\rho Y, \rho, \rho U, \frac{\rho U^2}{2} + \frac{P}{\Gamma - 1}, \rho \varepsilon \right)$$

et

$$\mathcal{F}^\#(W^\#) = \left(\rho U Y, \rho U, \rho U^2 + P, U \frac{\rho U^2}{2} + U \frac{\Gamma P}{\Gamma - 1}, \rho U \varepsilon \right)$$

Le système (B8) correspond au système (B2) (sans les termes sources) pour une loi d'état gaz raide avec un paramètre Γ , supplée par une équation de transport sur ε .

Si on écrit $F_j^{\#,VFRoe}(W_l^\#, W_r^\#)$, avec $j = 1..5$, comme étant la j^{eme} composante du flux VFRoe-ncv ($Y, \tau, U, P, \varepsilon$) décrit précédemment (B.2.2) pour le système (B8), la j^{eme} composante du flux F_j correspondant au schéma de relaxation en énergie de Coquel-Perthame est alors :

$$\begin{aligned} F_1(W_l, W_r) &= F_1^{\#,VFRoe}(W_l^\#, W_r^\#) \\ F_2(W_l, W_r) &= F_2^{\#,VFRoe}(W_l^\#, W_r^\#) \\ F_3(W_l, W_r) &= F_3^{\#,VFRoe}(W_l^\#, W_r^\#) \\ F_4(W_l, W_r) &= F_4^{\#,VFRoe}(W_l^\#, W_r^\#) + F_5^{\#,VFRoe}(W_l^\#, W_r^\#) \end{aligned}$$

Il est important de noter que si on impose l'équilibre des températures, la procédure de relaxation de Coquel-Perthame est non nécessaire.

B.2.3 Le pas des termes sources

Les termes sources du système (B2) sont pris en compte en discrétisant le système d'EDO :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial}{\partial t}(\alpha) = \frac{\alpha_{eq}(\tau, e) - \alpha}{\lambda^{(1)}} \\ \frac{\partial}{\partial t}(y) = \frac{y_{eq}(\tau, e) - y}{\lambda^{(2)}} \\ \frac{\partial}{\partial t}(z) = \frac{z_{eq}(\tau, e) - z}{\lambda^{(3)}} \\ \frac{\partial}{\partial t}(\rho) = 0 \\ \frac{\partial}{\partial t}(\rho U) = 0 \\ \frac{\partial}{\partial t}(\rho E) = 0 \end{array} \right.$$

Que l'on peut écrire de façon équivalente :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial}{\partial t}(\alpha(t)) = \frac{\alpha_{eq}(\tau(0), e(0)) - \alpha(t)}{\lambda^{(1)}(t)} \\ \frac{\partial}{\partial t}(y(t)) = \frac{y_{eq}(\tau(0), e(0)) - y(t)}{\lambda^{(2)}(t)} \\ \frac{\partial}{\partial t}(z(t)) = \frac{z_{eq}(\tau(0), e(0)) - z(t)}{\lambda^{(3)}(t)} \\ \frac{\partial}{\partial t}(\tau(t)) = 0 \\ \frac{\partial}{\partial t}(U(t)) = 0 \\ \frac{\partial}{\partial t}(e(t)) = 0 \end{array} \right. \quad (B9)$$

En faisant le choix de prendre les paramètres $\lambda^{(j)}$ constants, le système (B9) peut être résolu de façon exacte. On approche donc le système (B9) en remplaçant $\lambda^{(j)}$ par $\lambda^{(j)}(0)$. On a :

$$\begin{cases} \frac{\partial}{\partial t}(\alpha(t)) = \frac{\alpha_{eq}(\tau(0), e(0)) - \alpha(t)}{\lambda^{(1)}(0)} \\ \frac{\partial}{\partial t}(y(t)) = \frac{y_{eq}(\tau(0), e(0)) - y(t)}{\lambda^{(2)}(0)} \\ \frac{\partial}{\partial t}(z(t)) = \frac{z_{eq}(\tau(0), e(0)) - z(t)}{\lambda^{(3)}(0)} \end{cases} \quad (\text{B10})$$

L'approximation numérique W^{n+1} est donc la solution exacte du système (B10) au temps $t = \Delta t$ et à la condition initiale $W^{n+1,*}$, valeurs obtenues après le pas de convection. L'approximation finale de W^{n+1} est alors :

$$\begin{cases} \alpha^{n+1} = e^{(-\Delta t/\lambda^{(1),n+1,*})} \alpha^{n+1,*} - \alpha_{eq}^{n+1,*} \left(e^{(-\Delta t/\lambda^{(1),n+1,*})} - 1 \right) \\ y^{n+1} = e^{(-\Delta t/\lambda^{(2),n+1,*})} y^{n+1,*} - y_{eq}^{n+1,*} \left(e^{(-\Delta t/\lambda^{(2),n+1,*})} - 1 \right) \\ z^{n+1} = e^{(-\Delta t/\lambda^{(3),n+1,*})} z^{n+1,*} - z_{eq}^{n+1,*} \left(e^{(-\Delta t/\lambda^{(3),n+1,*})} - 1 \right) \\ \rho^{n+1} = \rho^{n+1,*} \\ U^{n+1} = U^{n+1,*} \\ e^{n+1} = e^{n+1,*} \end{cases} \quad (\text{B11})$$

Remarque. Si les échelles de temps λ_i dépendent uniquement de e et τ , le système (B10) correspond exactement aux trois premières équations du système (B9) et le schéma (B11) correspond donc à une intégration exacte. Mais quand les échelles de temps dépendent des fractions, l'intégration exacte peut devenir impossible.

Il reste maintenant à calculer les fractions à l'équilibre, α_{eq} , y_{eq} et z_{eq} pour un couple donné (τ, e) . Dans le cas particulier d'une équation d'état de gaz raide, le système non-linéaire (B5) pour Y_{eq} peut se réduire à un système dépendant de la fraction α_{eq} . En effet, l'équilibre des pressions $P_l(\tau, e, Y_{eq}) = P_v(\tau, e, Y_{eq})$ donne une expression explicite de z_{eq} en fonction de α_{eq} :

$$z_{eq}(\alpha_{eq}) = \frac{\alpha_{eq}(\gamma_v - 1) - \alpha_{eq}(1 - \alpha_{eq})(\Pi_v \gamma_v - \Pi_l \gamma_l) \tau / e}{\alpha_{eq}(\gamma_v - 1) + (1 - \alpha_{eq})(\gamma_l - 1)}$$

L'équilibre en température, $T_l(\tau, e, Y_{eq}) = T_v(\tau, e, Y_{eq})$, donne quant à lui une expression explicite de y_{eq} en fonction de α_{eq} et z_{eq} :

$$y_{eq}(\alpha_{eq}, z_{eq}) = \frac{(e z_{eq} - \Pi_l \alpha_{eq} \tau) / C_{v,l}}{(e z_{eq} - \Pi_l \alpha_{eq} \tau) / C_{v,l} + (e(1 - z_{eq}) - \Pi_l(1 - \alpha_{eq}) \tau) / C_{v,v}}$$

Enfin, l'équilibre du potentiel chimique peut être écrit comme une équation non linéaire sur α_{eq} :

$$\mu_l\left(\tau, e, \alpha_{eq}, y_{eq}(\alpha_{eq}, z_{eq}(\alpha_{eq})), z_{eq}(\alpha_{eq})\right) = \mu_v\left(\tau, e, \alpha_{eq}, y_{eq}(\alpha_{eq}, z_{eq}(\alpha_{eq})), z_{eq}(\alpha_{eq})\right) \quad (\text{B12})$$

En pratique, l'équation (B12) est résolue en utilisant un algorithme de dichotomie. Si l'algorithme ne réussit pas à trouver un zéro pour cette équation, les deux phases ne coexistent pas pour (τ, e) . On utilise donc (B3) pour déterminer Y_{eq} : $Y_{eq} = 0$, si $s(\tau, e, 0) > s(\tau, e, 1)$, et $Y_{eq} = 1$, si $s(\tau, e, 0) < s(\tau, e, 1)$.

B.3 Cas tests étudiés

Deux problèmes de Riemann ont été étudiés et ont servi de cas test. Les résolutions analytiques sont effectivement connues et un bon comportement du schéma de convection a pu être prouvé. Un cas réaliste a ensuite été testé en comparaison avec un autre code existant. Le cas du tube chauffé a servi à valider ce code [Hurisse, 2014]. Tous ces cas tests ont été passés en Euler (sans prise en compte de la viscosité). Néanmoins, l'ajout de la viscosité ne présente pas de problème en terme de robustesse pour le code et un travail serait sûrement nécessaire en ce sens.

B.4 Conditions aux limites

Les conditions aux limites sont du type Dirichlet, des conditions d'absorptions peuvent être mises en place, néanmoins cette condition aux limites n'est pas totalement absorbante. Une onde "toute gentille" sera bien absorbée mais des traces de réflexions pour des ondes plus complexes peuvent a priori subsister. Une évaluation au niveau du code reste à faire pour réellement éclaircir ce point.

Pour imposer les conditions aux limites, des cellules fantômes sont ajoutées au niveau des limites du domaine et un demi problème de Riemann est résolu. Pour une condition de symétrie (ou de mur), une condition miroir est donnée au niveau de ces cellules halo. Pour une condition de sortie libre, une condition permettant aux ondes de passer dans les cellules fantômes est imposé.

Description de différentes lois d'état

C.1 Introduction

L'utilisation des lois d'états permet de fermer le système d'équations et de déterminer l'ensemble des grandeurs thermodynamiques (p , T , ρ , ε , s), respectivement la pression, la température, la masse volumique, l'énergie interne et l'entropie, à partir de deux d'entre elles. L'expression de ces lois d'état diffèrent suivant l'état du fluide (vapeur ou liquide dans notre cas).

Les lois d'état sont donc des modèles basés sur des mesures expérimentales permettant de caractériser le comportement d'un fluide dans un état donné. Ces mesures expérimentales permettent de caler les lois d'état.

C.2 Table d'état de l'eau

Les mesures expérimentales permettent de se rapprocher au plus juste de l'état du fluide à une pression, un volume massique et une température donnés. Des fonctions décrivant chacune des grandeurs physiques du fluide en fonction de variables d'états ont ainsi été créées (par corrélation) permettant de s'approcher au plus juste du comportement du fluide constaté.

Pour l'eau, l'ensemble de ces fonctions se retrouvent dans l'IAPWS. Il existe deux versions, l'IAPWS-95, donnant les fonctions au plus juste de la réalité, et l'IAPWS-IF97, ayant pour but l'utilisation industrielle de ces tables thermodynamiques (avec des fonctions plus simple et un coût en temps de calcul moins important).

C.3 Modèles de comportement

Plusieurs modélisations existent suivant l'état du fluide. Les lois d'état fréquemment utilisées pour décrire les corps purs sont référencées (liste non-exhaustive) et une explication sur la modélisation d'une loi d'état pour le mélange est faite. Cette catégorisation n'est néanmoins pas systématique puisque chaque loi d'état peut être utilisée pour décrire un liquide ou un gaz suivant les paramètres que l'on associe à cette loi.

C.3.1 Pour la phase gazeuse

C.3.1.1 Loi des gaz parfaits

Cette modélisation a été formalisée au XIX^e siècle et est basée sur un résultat expérimental démontrant que tous les gaz tendent vers ce comportement à pression suffisamment basse. Elle ne prend pas en compte l'interaction électrostatique (liée à la polarité des molécules du gaz) ou les possibles collisions entre molécule. Cette loi s'écrit :

$$p = \rho r T ,$$

avec γ la constante de Laplace, $r = R/M$, R la constante des gaz parfaits et M la masse molaire du gaz considéré.

On trouve également une formulation de cette loi en fonction de l'énergie interne du système (ε) :

$$p = (\gamma - 1) \rho \varepsilon .$$

C.3.1.2 Loi de van der Waals

Cette loi représente l'une des premières lois pour les gaz réels. Au niveau microscopique elle prend en compte la taille non nulle des particules et une force d'attraction empirique entre elles. Proposée en 1873 par Johannes Diderik van der Waals, elle s'obtient en calant deux paramètres, a et b au point critique.

$$\left(p + \frac{a}{v^2}\right)(v - b) = r T ,$$

avec $v = 1/\rho$ le volume massique.

Cette loi a pour défaut (dans le cas de la cavitation) de produire une célérité négative ($dp/d\rho < 0$) dans la zone de changement de phase. L'équilibre dynamique est donc instable et cette loi n'est pas utilisable en l'état pour décrire la cavitation.

C.3.1.3 Loi des Gaz Raides (Stiffened Gas)

La loi des gaz raides est utilisée pour décrire le comportement des gaz, des liquides mais également celui des solides (voir [Le Métayer, 2003] pour plus de détails). Elle permet de relier la pression à la masse volumique et à l'énergie interne :

$$p(\rho, \varepsilon) = (\gamma - 1) \rho (\varepsilon - q) - \gamma p_\infty .$$

Le terme $(\gamma - 1) \rho (\varepsilon - q)$ décrit l'effet répulsif intermoléculaire alors que le terme $-\gamma p_\infty$ représente l'attraction moléculaire (responsable de la cohésion des liquides ou des solides). La loi des gaz parfaits s'obtient en négligeant l'attraction moléculaire ($-\gamma p_\infty = 0$) et en imposant $q = 0$.

La loi des gaz raides est calée pour chaque fluide par les constantes γ et p_∞ ($q = 0$). En présence de changement de phase, le paramètre q devient non nul. Il est appelé *énergie de formation*. Les capacités calorifiques sont constantes dans cette loi.

Pour *Prototype Homogène Code_Saturne* [Hurisse, 2014], on définit un point de référence dans une table thermodynamique (p^{ref}, T^{ref}) . On définit ensuite les paramètres de la loi des gaz raides permettant d'assurer un équilibre en pression, en température et en potentiel chimique en s'aidant de cette table thermodynamique.

C.3.1.4 Loi de type Mie-Grüneisen

La loi s'écrit :

$$p(\rho, \varepsilon) = p_\infty(\rho) + \Gamma(\rho) \rho (\varepsilon - \varepsilon_{ref}(\rho)),$$

avec $\Gamma = \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial \varepsilon} \Big|_\rho$, le coefficient de Grüneisen et $p_\infty(\rho)$ donné en fonction du fluide.

À partir de cette loi, il est possible d'obtenir la loi des gaz raides en supposant de faibles variations de masse volumique. On peut également obtenir la loi de Tait en supposant des évolutions isentropiques. Enfin, si p_∞ est nulle, on obtient la loi des gaz parfaits.

C.3.2 Pour la phase liquide

C.3.2.1 Loi des Gaz Raides (Stiffened Gas)

Tout comme pour la description de la phase gazeuse, cette loi permet de décrire le comportement liquide d'un fluide avec des paramètres spécifiques à ce dernier (voir paragraphe précédent).

Pour l'eau froide, plusieurs jeux de paramètres ont été proposés dans la littérature :

Auteurs	γ	$p_\infty (Pa)$	$q (J/kg)$	$C_p (J/K/kg)$	$c (m/s)$
[Saurel et Abgrall, 1999]	4.4	6.10^8	0	-	1625
[Barberon et Helluy, 2005]	3	$8.533.10^8$	$-0.1148.10^7$	4200	1569
[Paillere <i>et al.</i> , 2003]	2.8	$8.5.10^8$	0	4186	1486
[Le Métayer <i>et al.</i> , 2004]	2.35	10^9	$-0.1167.10^7$	4268	1300
[Chang et Liou, 2007]	1.932	$1.1645.10^9$	0	8095	1487

TABLEAU C.3.1 – Paramètres des gaz raides proposés pour l'eau froide

C.3.2.2 Loi de Tamman

Cette loi est principalement utilisée pour décrire la thermodynamique de la phase liquide. Elle peut s'écrire :

$$p = (\gamma_c - 1) \rho \varepsilon - \gamma_c p_c,$$

avec $\gamma_c = 7.15$ et $p_c = 3 \cdot 10^8 Pa$.

C.3.2.3 Loi de Tait

Cette loi est principalement utilisée dans la littérature pour décrire le comportement faiblement compressible du liquide à haute pression (utilisé dans *Fine-Turbo* et *IZ*).

La loi de Tait s'écrit comme suit :

$$\frac{\rho}{\rho_{ref}^{Tait}} = \left(\frac{p + p_0^{Tait}}{p_{ref}^{Tait} + p_0^{Tait}} \right)^{1/n^{Tait}},$$

avec $p_{ref}^{Tait} = 101\,325\text{ Pa}$, $\rho_{ref}^{Tait} = 1\,000\text{ kg.m}^{-3}$, $n^{Tait} = 7.15$ et $p_0^{Tait} = 305\text{ MPa}$.

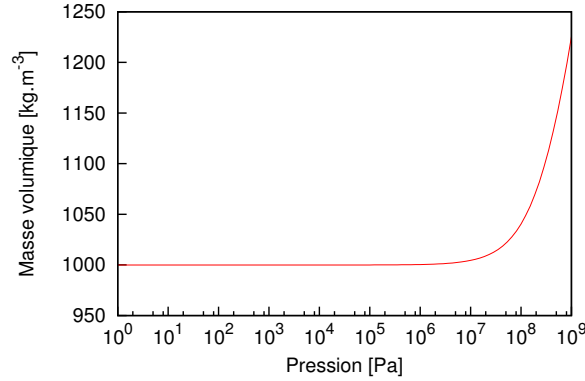


FIGURE C.3.1 – Variation de la masse volumique en fonction de la pression - loi de Tait

On peut remarquer que la masse volumique varie d'environ 25% pour une pression allant de 1 Pa à 1 GPa mais varie très peu avant 10 MPa (cf. Fig. C.3.1).

C.3.3 Pour la zone de mélange - La loi barotrope

Dans le cadre d'une modélisation homogène diphasique, une loi d'état peut être créée dans le but de modéliser le comportement du fluide dans un état où deux phases sont en présence. Cette modélisation, servant principalement de raccord entre deux lois d'état pour chacune des phases pures, peut être prise en compte de façon simpliste afin de faciliter son intégration dans un code de calcul. Expérimentalement, une vitesse du son dans une zone de mélange est difficile à caractériser.

Par définition, la loi barotrope permet de décrire le comportement en pression du mélange en fonction de la masse volumique (ou du taux de vide) de ce dernier ($\rho = f(p)$). Dans la littérature elle peut permettre de relier la loi de Tait pour le liquide à une loi de gaz parfait pour le gaz [Saurel *et al.*, 1999, Schmidt, 1997, Krumenacker, 2015]. La difficulté de cette loi vient du fait qu'un raccord doit être créé entre deux états purs. Ce raccord est une fonction mathématique qui n'a de physique uniquement la pente de changement d'état (c_{min}) correspondant à la valeur minimale de la vitesse du son dans le mélange (i.e. pour $\alpha = 0.5$)

Il existe plusieurs lois barotropes, des lois logarithmiques [Schmidt, 1997], des lois de type mélange gaz raides [Goncalves et Fortes-Patella, 2009], des lois à l'équilibre [Saurel *et al.*, 1999] ou encore des lois de type sinusoidale [Delannoy et Kueny, 1990].

Cette dernière loi propose de relier la masse volumique à la pression à l'aide d'une fonction sinusoidale (cf. Fig. C.3.2), donnant ainsi accès à une coexistence des deux phases autour de la valeur de la pression de vapeur saturante :

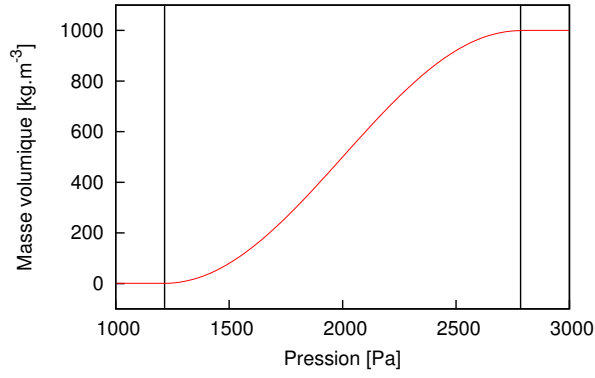


FIGURE C.3.2 – Variation de la masse volumique en fonction de la pression - loi barotrope avec $c_{min} = 1 \text{ m.s}^{-1}$, $\rho_{0l} = 1000 \text{ kg.m}^{-3}$, $\rho_{0v} = 1 \text{ kg.m}^{-3}$, $p_{sat} = 2000 \text{ Pa}$

$$\rho = \begin{cases} \frac{\rho_l + \rho_v}{2} + \frac{\rho_l - \rho_v}{2} \sin\left(\frac{p - p_{sat}}{c_{min}^2} \frac{2}{\rho_{0l} - \rho_{0v}}\right) & \text{si } p_{inf} < p < p_{sup} \\ \rho_{0v} & \text{si } p < p_{inf} \\ \rho_{0l} & \text{si } p > p_{sup} \end{cases} .$$

avec c_{min} la vitesse du son minimale dans le mélange, ρ_{0l} et ρ_{0v} les masses volumiques (constante) dans chacune des phases pures et en posant :

$$p_{inf} = p_{sat} - \frac{\pi}{4} (\rho_{0l} - \rho_{0v}) c_{min}^2 \quad \text{et} \quad p_{sup} = p_{sat} + \frac{\pi}{4} (\rho_{0l} - \rho_{0v}) c_{min}^2$$

L'équation de Rayleigh-Plesset et de Keller-Miksis

D.1 Rayleigh-Plesset

Pour modéliser l'oscillateur que représente la bulle, plusieurs paramètres (du liquide, du gaz incondensable éventuellement présent et de la vapeur contenus dans la bulle) doivent être pris en compte. Pour une bulle sphérique, hypothèse classiquement retenue, la variable naturelle pour décrire son comportement est son rayon $R(t)$, dépendant du temps. Les hypothèses du modèle sont les suivantes :

- la bulle se déforme en gardant une symétrie sphérique : c'est le cas pour de petites bulles, dont la forme est maintenue sphérique par l'action de la tension superficielle,
- le liquide est newtonien et occupe un domaine grand par rapport à la taille de la bulle,
- le liquide est incompressible,
- au loin, le liquide est au repos et à pression constante, notée p_∞ .

En dépit de ces hypothèses simplificatrices, le modèle de Rayleigh-Plesset s'avère adapté pour retranscrire la dynamique oscillatoire d'une bulle [Müller *et al.*, 2009]. Il est ainsi devenu un standard de référence pour vérifier si un code décrit bien, ou non, la physique de la dynamique d'une bulle.

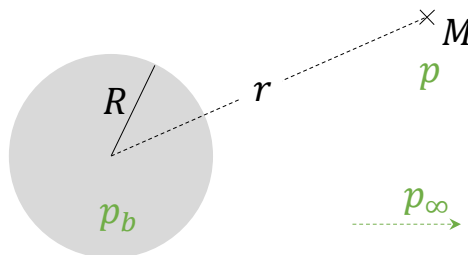


FIGURE D.1.1 – Description des paramètres pour le modèle de Rayleigh-Plesset

En supposant le mouvement de la paroi purement radial et donc l'écoulement irrotationnel, le potentiel des vitesses d'écoulement au point M dans le liquide est donné par :

$$\phi = -\frac{R^2}{r} \frac{dR}{dt},$$

où r est le rayon au point M courant, R le rayon de la bulle. On en déduit la vitesse radiale en M par dérivation :

$$u = \frac{\partial \phi}{\partial r} = \frac{R^2}{r^2} \frac{dR}{dt}.$$

Cette relation est équivalente à l'écriture de l'équation de continuité de masse en coordonnées sphériques : $4\pi r^2 u = 4\pi R^2 \frac{dR}{dt}$.

L'équation de Bernouilli, pour un écoulement irrotationnel, parfait et incompressible, donne par ailleurs :

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} + \frac{u^2}{2} + \frac{p}{\rho_\infty} = \frac{p_\infty}{\rho_\infty},$$

où p est la pression en M, p_∞ la pression loin de la bulle, ρ_∞ la masse volumique du liquide (cf. Fig. D.1.1). En évaluant cette dernière relation en $r = R$, on obtient :

$$R \ddot{R} + \frac{3}{2} \dot{R}^2 = -\frac{p_\infty - p_R}{\rho_\infty},$$

où p_R est la pression à l'interface du côté du liquide (i.e. en $r = R^+$).

Notons p_{g0} et p_{sat} respectivement la pression partielle du gaz non condensable et la pression de vapeur saturante à l'intérieur de la bulle. En supposant que la pression au sein de la bulle p_b n'est dépendante que du temps (pas de variations spatiales), l'équilibre des contraintes normales à la surface se traduit par la relation :

$$\underbrace{p_{g0} + p_{sat}}_{p_b} - \frac{2S}{R} = p_R + \frac{4\mu}{R} \frac{dR}{dt},$$

où S désigne la tension superficielle et μ la viscosité dynamique. On peut noter ici qu'en multipliant R et t par 10^6 , la valeur de la pression reste inchangée. On obtient alors l'équation de Rayleigh-Plesset :

$$\rho_\infty \left(R \ddot{R} + \frac{3}{2} \dot{R}^2 \right) + \frac{4\mu}{R} \frac{dR}{dt} = p_b - p_\infty - \frac{2S}{R}.$$

Il est possible de déterminer le temps de collapsus d'une bulle en se basant sur cette équation. En supposant la tension superficielle ainsi que les effets visqueux négligeables et en multipliant l'équation par $2 \dot{R} R^2$, il est possible de regrouper les termes sous la forme :

$$\rho_\infty \frac{d(\dot{R}^2 R^3)}{dt} = 2 \dot{R} R^2 (p_b(t) - p_\infty),$$

soit,

$$\rho_\infty d(\dot{R}^2 R^3) = 2 R^2 (p_b(t) - p_\infty) dR.$$

L'intégration de cette relation donne, en prenant pour conditions initiales à l'instant $t = t_0$: $R(t_0) = R_0$ et $\dot{R}(t_0) = 0$:

$$\dot{R} = \sqrt{\frac{2}{3} \frac{p_b(t) - p_\infty}{\rho_\infty} \left(1 - \frac{R_0^3}{R^3}\right)}.$$

Si on considère le temps de Rayleigh [Rayleigh, 1917], noté τ_R comme l'instant où la bulle disparaît totalement (i.e le rayon devient nul) et que de plus la pression dans la bulle est constante (égale par exemple à la pression de vapeur saturante), il vient :

$$\sqrt{\frac{3}{2} \frac{\rho_\infty}{p_b - p_\infty}} \int_0^{R_0} \frac{dR}{\sqrt{\left(\frac{R_0^3}{R} - 1\right)}} = \tau_R.$$

Ce temps peut être estimé par :

$$\tau_R \simeq 0.915 R_0 \sqrt{\frac{\rho_\infty}{p_\infty - p_b}}.$$

En considérant une bulle de rayon initial $R_0 = 0.75 \text{ mm}$ et en fixant la pression de la bulle à pression de vapeur saturante à 20°C soit $p_b = p_v = 2340 \text{ Pa}$, on trouve un temps de Rayleigh τ_R de $69 \mu\text{s}$. Même si les hypothèses peuvent sembler très fortes, ce temps de Rayleigh coïncide remarquablement avec l'expérience [Müller *et al.*, 2009]. L'équation de Rayleigh-Plesset peut être résolue à l'aide de codes de calcul formel.

D.2 Keller-Miksis et autres modèles dérivés

En réalité, la littérature dans le domaine de l'implosion d'une bulle fait souvent référence, non pas à l'équation de Rayleigh-Plesset telle qu'elle a été établie en premier lieu, mais à un modèle dérivé, dit de Keller-Miksis (cf. Fig. D.2.2). La référence à Keller-Miksis plutôt qu'à Rayleigh-Plesset peut trouver une justification du fait des vitesses mises en jeu lors du collapsus de la bulle : le fluide ne peut pas être considéré comme incompressible dans tout le domaine, ce qui est le cas dans le cadre des hypothèses de Rayleigh-Plesset.

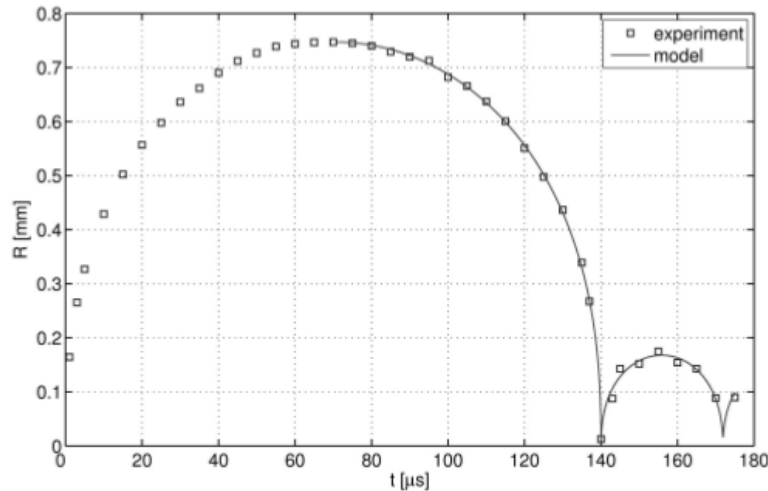


FIGURE D.2.2 – Évolution temporelle du rayon d'une bulle : comparaison entre l'expérience et le résultat donné par le modèle de Keller-Miksis. [Müller *et al.*, 2009]

Les grandes lignes du modèles sont présentées dans ce paragraphe : pour la démonstration complète, se reporter à [Keller et Miksis, 1980].

Keller et Miksis [Keller et Miksis, 1980] ont gardé l'idée d'une bulle sphérique. Les déformations de la bulle restent à symétrie sphérique et le liquide, initialement au repos se déplace en suivant le mouvement de l'interface sans vitesse de glissement. Le domaine est supposé de taille infinie par rapport aux dimensions de la bulle, ce qui assure que le liquide, supposé newtonien, est au repos à l'infini. La différence tient au fait que le domaine est séparé en deux : le premier considéré proche de la bulle et où le liquide est supposé incompressible ; le second, loin de la bulle, où le liquide est supposé compressible.

Proche de la bulle, c'est-à-dire pour $r = R_0$, et donc pour décrire le mouvement de l'interface, les deux relations considérées sont l'équation de Laplace, qui exprime la conservation de la masse pour un fluide incompressible en fonction du potentielle de vitesse ϕ , et la relation de Bernouilli incompressible :

$$\begin{aligned}\nabla^2\phi &= 0, \\ \frac{\partial\phi}{\partial t} + \frac{1}{2}u^2 + \frac{p - p_0}{\rho_\infty} &= 0.\end{aligned}$$

L'hypothèse d'incompressibilité peut se justifier par le fait que le temps considéré de déplacement de l'interface est petit devant les temps de propagation [Prosperetti et Lezzi, 1986].

Loin de la bulle, c'est à dire pour $r = c_\infty \tau$ où τ est le temps de déplacement de l'interface, l'incompressibilité n'est plus négligée et les deux équations considérées sont :

$$\begin{aligned}\nabla^2\phi + \frac{1}{\rho_\infty c_\infty^2} \frac{\partial p}{\partial t} &= 0, \\ \frac{\partial\phi}{\partial t} + \frac{p - p_0}{\rho_\infty} &= 0.\end{aligned}$$

Le terme d'énergie cinétique disparaît de l'équation de Bernouilli puisque le fluide est au repos au loin, tandis que le caractère compressible de l'écoulement apparaît dans la première équation.

Par substitution, on retrouve de suite l'équation de propagation du potentiel des vitesses :

$$\nabla^2\phi - \frac{1}{c_\infty^2} \frac{\partial^2\phi}{\partial t^2} = 0.$$

C'est sur la base de ces hypothèses que Keller et Miksis ont abouti à l'équation qui porte leurs noms :

$$\left(1 - c_\infty^{-1} \frac{dR}{dt}\right) R \frac{d^2 R}{dt^2} + \frac{3}{2} \left(1 - \frac{c_\infty^{-1}}{3} \frac{dR}{dt}\right) \left(\frac{dR}{dt}\right)^2 = \left(1 + c_\infty^{-1} \frac{dR}{dt}\right) \frac{p_b(t) - p_\infty}{\rho_\infty} + \frac{R_b}{\rho_\infty c_\infty} \frac{dp_b(t)}{dt},$$

où

- $p_b(t) = p(R(t), t)$ est la pression dans le liquide à l'interface. Elle est liée au rayon de la bulle par la relation et au rayon à l'équilibre R_{eq} [Müller *et al.*, 2009] :

$$p_b = p_\infty \left(\frac{R_{eq}^3 - bR_{eq}^3}{R^3 - bR_{eq}^3} \right).$$

- p_∞ est la pression dans le liquide à l'infini, supposée constante.

Si on considère le fluide incompressible (i.e $c_\infty \rightarrow \infty$), ce qui est le cas près de la bulle sous les hypothèses mentionnées supra, on retrouve l'équation de Rayleigh-Plesset :

$$\rho_\infty \left(R \frac{d^2 R}{dt^2} + \frac{3}{2} \left(\frac{dR}{dt} \right)^2 \right) = p_b(t) - p_\infty$$

Ce qui est cohérent puisque le mouvement de l'interface dans le modèle de Keller-Miksis est donné sous des hypothèses d'incompressibilité.

Les améliorations du modèle de Rayleigh-Plesset sont multiples (se reporter à [Prosperetti et Lezzi, 1986]).

Certains modèles prennent en compte les variations d'enthalpie, comme celui proposé par Guilmore, ce qui permet d'introduire les notions de changement d'état. D'autres prennent en compte les transferts à l'interface, que ce soit de masse ou d'énergie. Le modèle le plus complet à ce jour est celui proposé par [Fujikawa et Akamatsu, 1980] : sont pris en compte les effets de compressibilité du liquide, de condensation de la vapeur, de conduction thermique et de discontinuité de température à l'interface. Leur modèle montre que la condensation et l'évaporation influencent de manière significative la dynamique de la bulle.

Résultats 2D pour la géométrie de l'hydrofoil testé par l'EPFL

Une étude bidimensionnelle a été menée sur le profil NACA 65012 (cf. Fig. E.1.1) testé par le LMH-EPFL [Pereira, 1997] (cf. §III.2). Le modèle de cavitation et de prévision de l'intensité de cavitation sont les mêmes que dans le chapitre III et ne seront pas rappelés ici.

Ce maillage est utilisé pour vérifier la faisabilité des calculs mais également pour implémenter les post-traitements nécessaires à l'étude de la simulation tridimensionnelle.

E.1 Description du cas 2D

Le maillage est le même que le maillage moyen du §III.2.1.2 avec une seule cellule dans l'envergure. Des conditions de symétries sont imposées au niveau des murs perpendiculaires à la direction de l'envergure de l'hydrofoil (cf. Fig. E.1.1 et E.1.2).

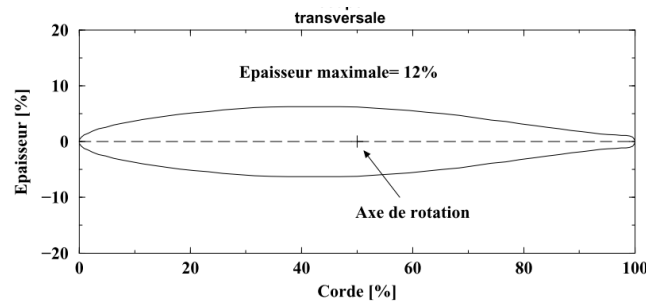


FIGURE E.1.1 – Description du profil NACA 65012.

Tout comme dans le chapitre III, seuls les cas avec un angle d'attaque de 6° et une longueur de poche de 40% de la corde seront simulés ici (cas les plus érosifs). Le tableau E.1.1 rappelle les cas simulés et donne une comparaison entre les nombres de cavitation (σ) des différents cas (2D, 3D et expérimentaux).

$$\sigma_{amont} = \frac{p_{in} - p_{sat}}{0.5 \rho_l C_{ref}^2}.$$

Le maillage 2D est composé de 15 498 cellules hexaédriques avec une implantation en C autour du profil (cf. Fig. E.1.3).

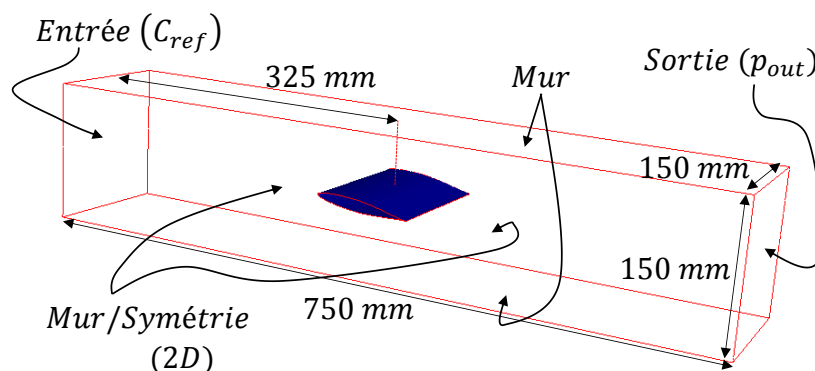


FIGURE E.1.2 – Description du tunnel de cavitation et conditions aux limites des simulations.

i [°]	C_{ref} [$m.s^{-1}$]	σ_{amont} [-] $l/L = 40\%$			p_{out} [bar]	
		2D	3D	Exp	2D	3D
6°	15	1.350	1.347	1.59	1.45	1.41
	20	1.348	1.350	1.60	2.56	2.5
	25	1.350	1.351	1.62	4.0	3.9
	30	1.349	1.347	1.63	5.75	5.6

TABLEAU E.1.1 – Comparaison entre les conditions testées par le LMH-EPFL [Pereira, 1997] et celles simulées pour les maillages 2D et moyen (3D).

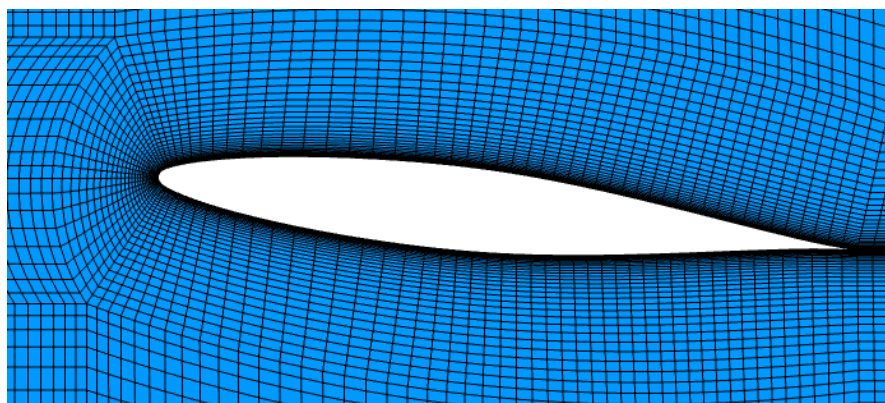


FIGURE E.1.3 – Visualisation du maillage 2D utilisé dans cette étude.

Une vitesse C_{ref} en entrée et une pression p_{out} en sortie du domaine sont imposées.

E.2 Simulation de l'écoulement cavitant

Les pas de temps utilisés sont les mêmes que pour le maillage moyen (cf. Tab. III.4). p_{out} est choisie de façon itérative afin d'avoir une taille de poche de 40% de la corde. Les nombres de cavitation entre les simulations 2D et 3D sont à peu près équivalents, confirmant ainsi le fait que la poche soit de la même taille. La figure E.2.4 montre la moyenne du taux de vide à 10% pour ces simulations dans le cas d'une vitesse en entrée de $15 m.s^{-1}$. Une comparaison des lâchers peut aussi être faite entre ces deux cas (cf. Fig. E.2.5).

Il est également possible de comparer l'évolution du maximum du taux de vide du plan à mi-

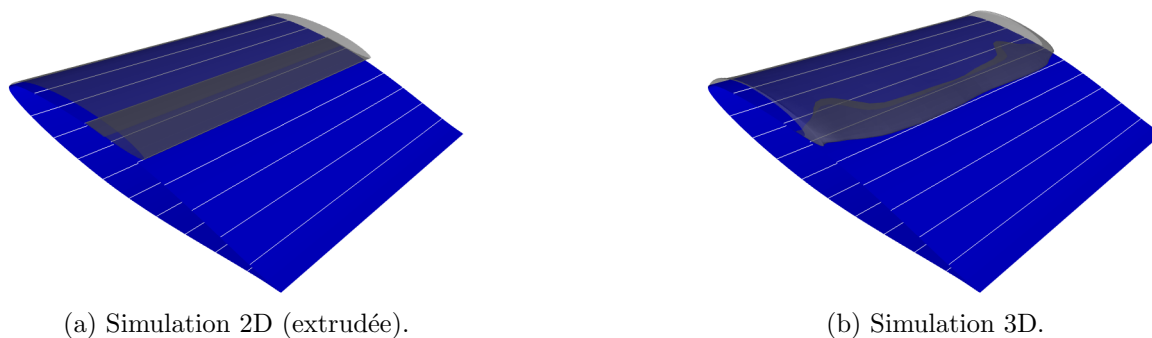


FIGURE E.2.4 – Visualisation de la moyenne de l'isosurface à 10% du taux de vide - $C_{ref} = 15 \text{ m.s}^{-1}$.

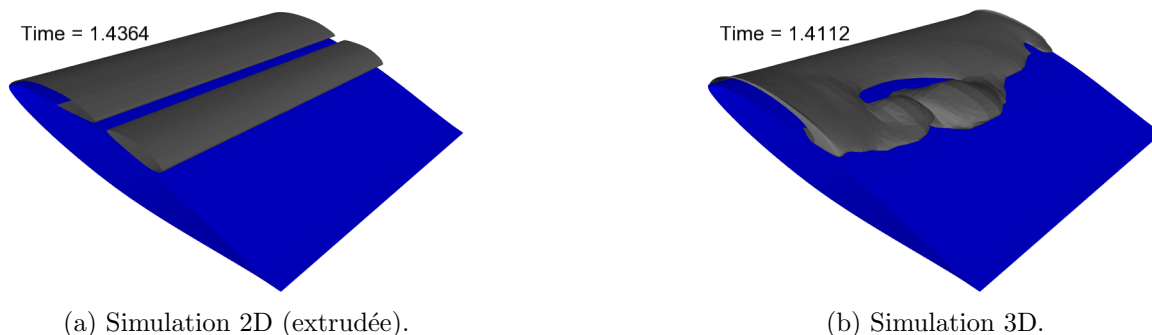


FIGURE E.2.5 – Visualisation de l'isosurface à 10% du taux de vide à un instant donné - $C_{ref} = 15 \text{ m.s}^{-1}$.

envergure et projeté perpendiculairement sur l'hydrofoil des simulations 2D et 3D (cf. Fig. E.2.6).

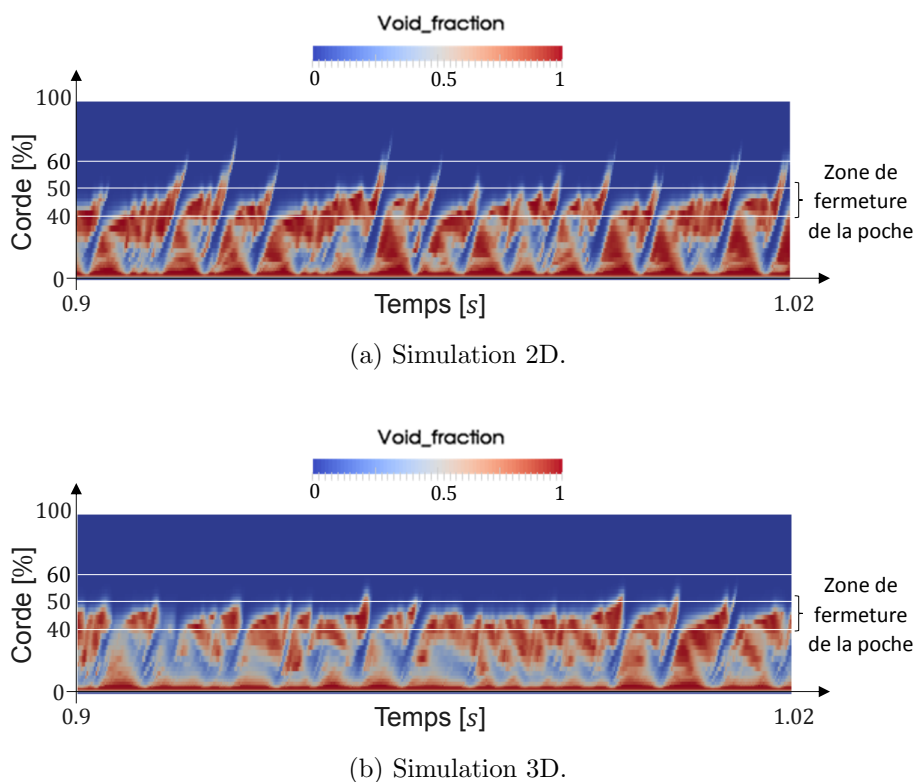


FIGURE E.2.6 – Diagrammes spatio-temporels de l'évolution du maximum du taux de vide pour le maillage 2D et 3D - $C_{ref} = 25 \text{ m.s}^{-1}$.

En utilisant la méthode 1 (utilisant σ et explicitée §III.2.2), il est possible de comparer les fréquences de lâchers pour chaque vitesse (cf. Fig. E.2.7).

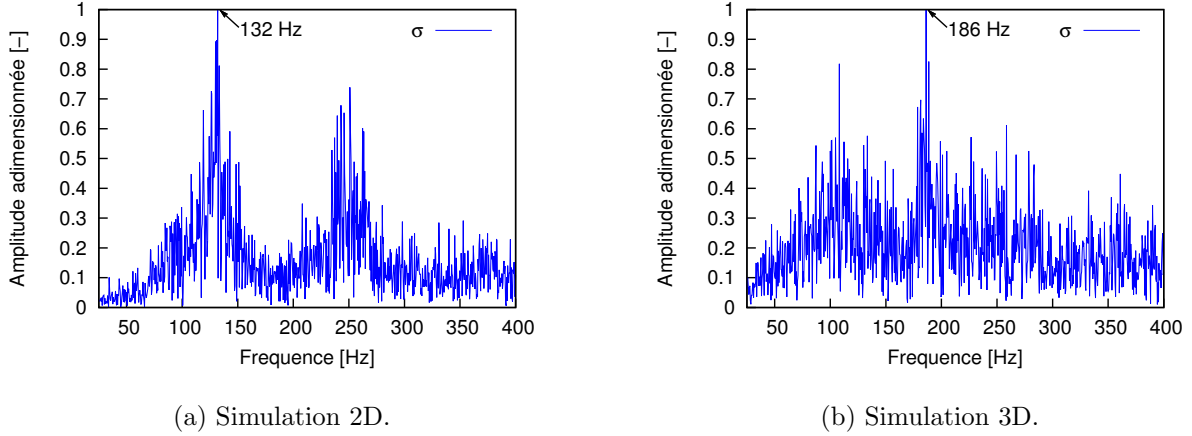


FIGURE E.2.7 – Transformée de Fourier Discrète (DFT) du nombre de cavitation à l'amont pour les simulations 2D et 3D - $C_{ref} = 25 \text{ m.s}^{-1}$.

Une comparaison avec les résultats expérimentaux est donc possible pour chacune des vitesses (cf. Fig. E.2.8 et Tab. E.2.2). On s'aperçoit alors que les fréquences de lâchers simulées en 2D sont éloignées de l'expérimental et que le Strouhal caractéristique de tels écoulements ($S_t = 0.3$) n'est pas retrouvé ($S_{t_{2D}} = 0.2$). Une étude de la prévision de l'intensité de cavitation sera néanmoins menée afin de mettre en place les post-traitements et de l'appliquer à une modélisation 3D où la dynamique de la poche est mieux décrite.

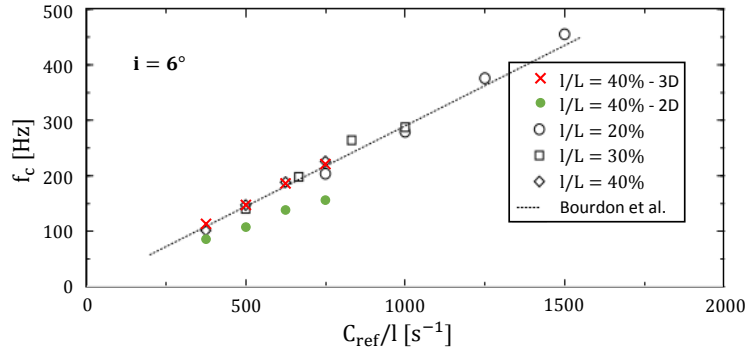


FIGURE E.2.8 – Fréquence de lâcher en utilisant la DFT du signal de σ en entrée pour les simulations 2D et 3D - Comparaison avec les résultats expérimentaux [Pereira, 1997] - L représente la longueur de la corde et l celle de la poche de cavitation.

$C_{ref} [m.s^{-1}]$	$f_c [Hz]$		
	2D	3D	Exp
15	78	113	100
20	103	147	147
25	132	186	189
30	148	221	227

TABEAU E.2.2 – Fréquence de lâcher en utilisant la DFT du signal de σ en entrée pour les simulations 2D et 3D et les résultats expérimentaux [Pereira, 1997].

E.3 Prédiction de l'intensité de cavitation

Malgré cette mauvaise estimation de la fréquence de lâchers, il reste possible de calculer l'intensité de cavitation. L'intensité moyenne sur les simulations 2D sera alors comparée à celle calculée sur le plan à mi-envergure des simulations 3D à différentes vitesses en entrée (cf. Fig. E.3.9 et Tab. E.3.3).

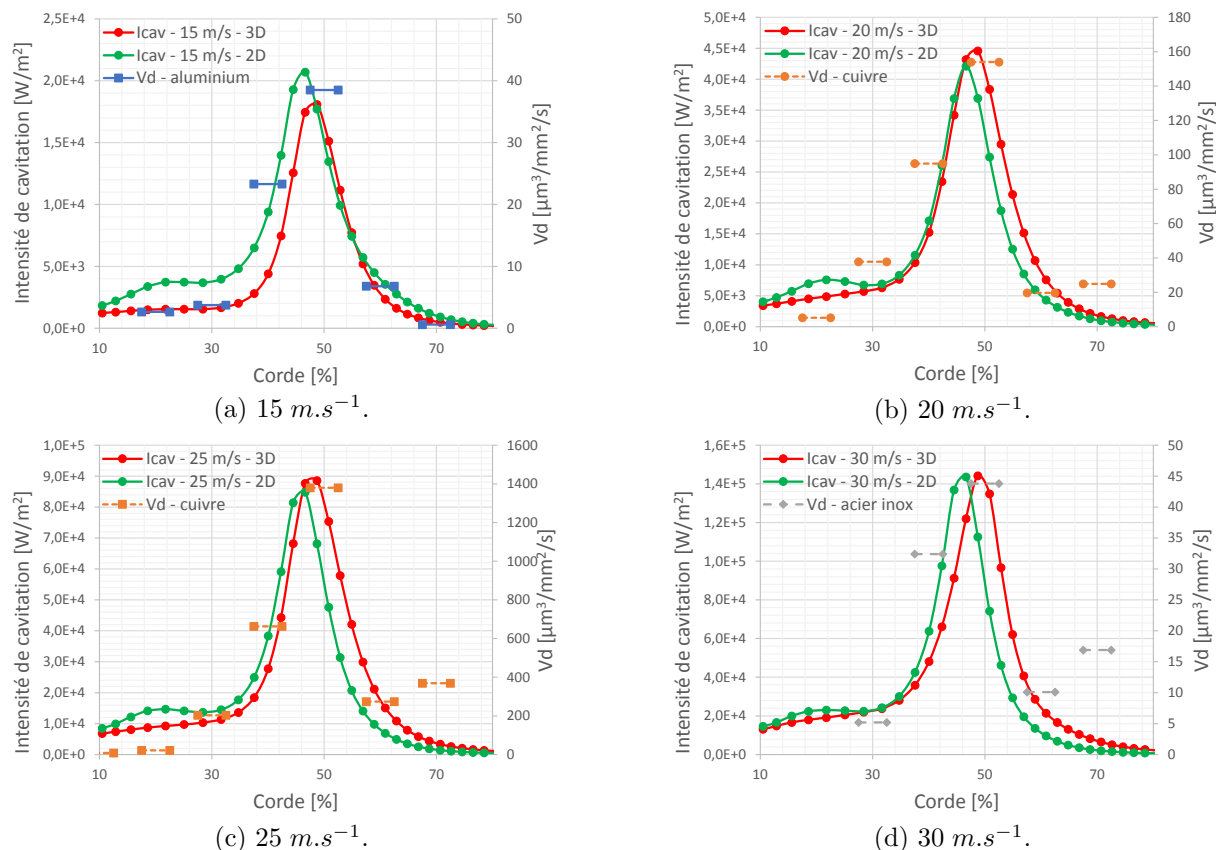


FIGURE E.3.9 – Comparaison de $\overline{I_{cav}}$ ($\mathcal{P}_{lim} = 0 \text{ W}$) pour les simulations 2D et 3D et de V_d [Couty, 2002] à différentes vitesses.

Malgré une sous-estimation de la fréquence de lâchers dans les simulations 2D, la prévision qualitative de l'érosion de cavitation reste comparable au taux de déformation mesuré expérimentalement. Des surestimations restent néanmoins visibles vers les 20% de corde pour chacune des vitesses.

Les mesures expérimentales du taux de déformation ont été faites au niveau du plan médian de l'hydrofoil. Les effets 3D ne sont donc pas vraiment visibles dans cette comparaison mais restent à prendre en compte dès lors que l'on s'éloigne de ce plan. On voit que les simulations 3D donnent de meilleurs résultats que celles 2D quant à la prévision de la localisation et à la forme de l'érosion. De plus, l'étude de la simulation 3D reste nécessaire dans le but d'avoir une fréquence de lâcher semblable à celle de l'expérimentale et d'être dans la possibilité de faire des études plus poussées sur la quantification de l'érosion.

s [%]	$\overline{I_{cav}}$ [$W.m^{-2}$]							
	$C_{ref} = 15 m.s^{-1}$		$C_{ref} = 20 m.s^{-1}$		$C_{ref} = 25 m.s^{-1}$		$C_{ref} = 30 m.s^{-1}$	
	2D	3D	2D	3D	2D	3D	2D	3D
10.49	1839.82	1236.45	4035.24	3405.06	8503.47	6813.53	14590.14	13097.87
12.88	2211.64	1303.59	4729.40	3711.28	9922.75	7395.05	16629.40	14817.24
15.59	2756.17	1403.47	5740.36	4099.85	12202.78	8055.02	19947.39	16644.57
18.56	3365.41	1492.19	6942.85	4511.17	14121.81	8712.53	22357.82	17969.44
21.75	3721.83	1536.84	7585.52	4879.29	14677.01	9239.78	23025.98	19126.39
25.06	3722.21	1539.90	7298.41	5294.41	14113.14	9709.76	22688.18	20494.44
28.40	3681.62	1543.56	6740.33	5701.15	13679.00	10340.64	22388.53	21922.65
31.64	3962.48	1662.16	6926.84	6301.55	14486.77	11354.12	24219.84	23772.89
34.72	4810.99	2018.48	8309.24	7671.48	17708.47	13612.12	30070.27	28087.49
37.54	6492.52	2801.25	11556.57	10370.70	24959.57	18421.51	42523.47	35888.24
40.06	9388.38	4394.28	17113.45	15242.15	38335.17	27788.32	63879.01	48145.04
42.33	13974.45	7456.76	26049.42	23471.09	59113.81	44319.80	97600.57	66138.36
44.49	19291.26	12561.12	36880.77	34183.74	81439.13	68218.72	136802.31	91252.71
46.63	20702.63	17458.94	42101.76	43179.70	84818.74	87677.13	143641.49	121986.19
48.74	17715.32	18087.75	36917.57	44572.94	68152.33	88591.99	112578.41	144187.24
50.82	13467.37	15125.60	27426.92	38368.02	47634.70	75374.28	74180.02	134889.37
52.87	9925.97	11159.88	18751.58	29487.73	31400.05	57888.89	46208.34	96681.71
54.90	7429.45	7727.00	12546.84	21378.34	20715.96	42082.32	29382.16	62116.60
56.92	5725.61	5198.78	8520.29	15146.52	14057.94	29897.16	19615.33	40698.63
58.92	4505.30	3477.02	5964.55	10693.45	9790.88	21182.31	13630.90	28583.03
60.90	3549.64	2348.71	4295.76	7587.28	6912.11	15099.67	9648.74	21362.97
62.87	2764.68	1619.71	3151.76	5432.69	4914.95	10862.15	6873.56	16584.79
64.83	2121.93	1147.40	2332.81	3936.91	3521.17	7903.69	4925.94	13098.90
66.79	1610.95	838.64	1736.73	2898.86	2559.05	5840.42	3581.87	10400.33
68.73	1215.41	632.26	1302.00	2172.94	1896.37	4392.07	2658.48	8243.42
70.68	914.98	489.67	985.24	1657.39	1433.12	3361.03	2013.68	6510.39
72.62	691.01	388.34	755.37	1286.11	1104.41	2617.74	1556.39	5137.85
74.57	526.78	314.60	588.75	1015.23	868.76	2074.99	1228.97	4071.69
76.52	407.03	259.41	466.42	814.05	695.82	1671.25	988.37	3255.93
78.47	320.28	217.58	376.48	663.39	568.49	1367.99	811.01	2641.96

TABLEAU E.3.3 – Comparaison de $\overline{I_{cav}}$ ($\mathcal{P}_{lim} = 0 W$) pour les simulations 2D et 3D à différentes vitesses.

Influence de l'angle solide

F.1 Visualisation 3D de l'influence de l'angle solide

La figure F.1.1 montre l'isovaleur à 0.1% de l'angle solide divisé par 4π ($\Omega_{ij}/4\pi$) pour un élément de surface de l'hydrofoil.

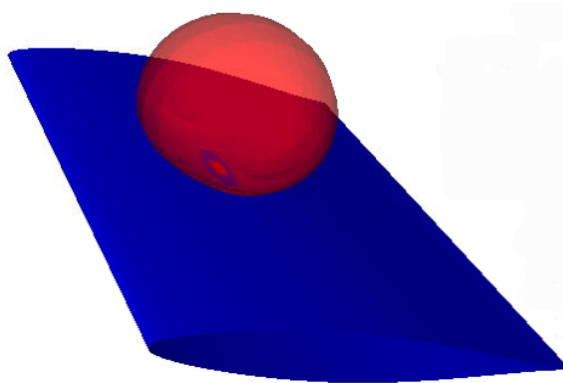


FIGURE F.1.1 – Visualisation dans tout le domaine fluide de l'isovaleur de $\Omega_{ij}/4\pi$ à 0.1% pour un élément de l'hydrofoil.

Toute puissance volumique ($\mathcal{P}_{cav}/V_{cell}$) émise sur cette surface induira une puissance surfacique ($\mathcal{P}_{mat}/\Delta S$) de 0,1% de sa valeur sur l'élément de surface considéré.

F.2 Visualisation 2D de l'influence de l'angle solide

La figure F.2.2 montre plusieurs isovaleurs de $\Omega_{ij}/4\pi$ pour un élément de surface de l'hydrofoil pris au niveau du plan médian.

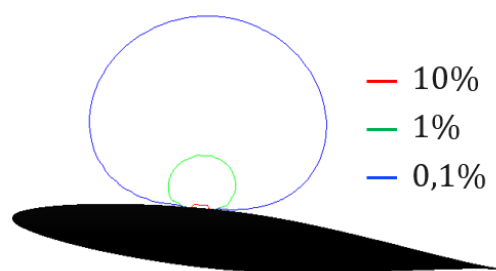


FIGURE F.2.2 – Visualisation sur le plan médian de plusieurs isovaleurs de $\Omega_{ij}/4\pi$ pour un unique élément de l'hydrofoil.

La figure F.2.3 montre la répartition des valeurs de $\Omega_{ij}/4\pi$ pour un élément de surface de l'hydrofoil pris au niveau du plan médian.

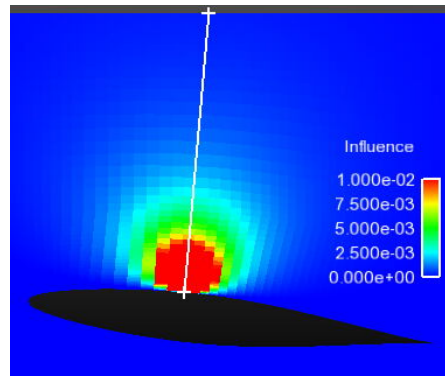


FIGURE F.2.3 – Visualisation sur le plan médian de la répartition de $\Omega_{ij}/4\pi$ pour un unique élément de l'hydrofoil.

La figure F.2.4 montre les isovaleurs de l'influence maximum ($\max_j(\Omega_{ij}/4\pi)$) des cellules du plan médian sur tous les éléments de l'hydrofoil.

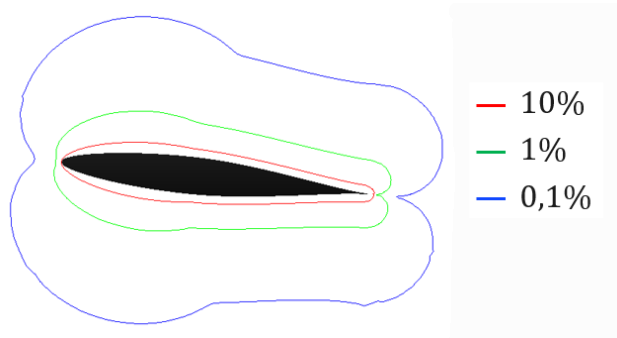


FIGURE F.2.4 – Visualisation sur le plan médian de plusieurs isovaleurs du maximum de $\Omega_{ij}/4\pi$ pour tous les éléments de l'hydrofoil.

F.3 Visualisation 1D de l'influence de l'angle solide

La figure F.3.5 montre l'évolution des valeurs de $\Omega_{ij}/4\pi$ pour un élément de surface de l'hydrofoil le long d'une droite perpendiculaire à cet élément (cf. Fig. F.2.3).

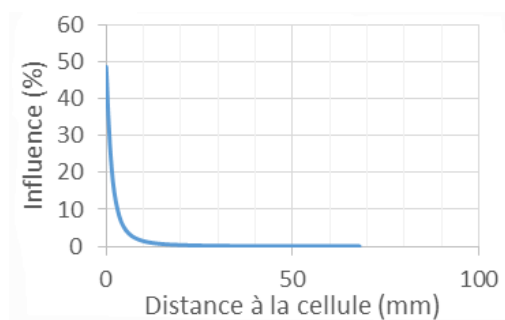


FIGURE F.3.5 – Évolution de $\Omega_{ij}/4\pi$ pour un unique élément de l'hydrofoil le long d'une droite perpendiculaire à cet élément.

Description de l'énergie acoustique liée à l'implosion d'une bulle

G.1 Équations différentielles pour un fluide idéal

En restant à l'échelle bulle, l'effet de la viscosité et de la conduction de chaleur peuvent être négligés [Cole, 1948].

Le bilan de masse peut alors s'écrire :

$$\frac{d\rho}{dt} + \rho \operatorname{div}(\underline{u}) = 0, \quad (\text{G1})$$

celui de la quantité de mouvement :

$$\rho \frac{d\underline{u}}{dt} = \rho \frac{\partial \underline{u}}{\partial t} + \rho (\underline{u} \cdot \underline{\operatorname{grad}}) \underline{u} = -\underline{\operatorname{grad}}(p), \quad (\text{G2})$$

et celui de l'énergie totale :

$$\rho \frac{d}{dt} \left[\varepsilon + \frac{1}{2} (\underline{u} \cdot \underline{u}) \right] = -\operatorname{div}(p \underline{u}),$$

avec ε l'énergie interne.

En s'aidant des équations (G1) et (G2), l'équation de bilan d'énergie totale peut être réécrite :

$$\begin{aligned} \rho \frac{dE}{dt} &= -p \operatorname{div}(\underline{u}) - \underline{u} \cdot \underline{\operatorname{grad}}(p) - \rho \underline{u} \cdot \frac{d\underline{u}}{dt}, \\ &= -p \frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dt} - \underline{u} \cdot \left(-\rho \frac{d\underline{u}}{dt} \right) - \rho \underline{u} \cdot \frac{d\underline{u}}{dt}, \\ &= \frac{p}{\rho} \frac{d\rho}{dt}. \end{aligned}$$

G.1.1 Équation d'onde dans le cas d'une onde plane suivant x

Pour une onde se propageant dans un liquide (suivant une direction x), on peut considérer que sa densité ρ varie peu comparée à sa valeur initiale ρ_0 . On peut alors considérer la densité comme invariante suivant x . La vitesse particulière étant faible comparée à celles des ondes de surpression, les termes de la forme $u \partial u / \partial x$ peuvent également être négligés.

On peut donc réécrire les équations de conservation de la masse (G1) et de la quantité de mouvement (G2) (cf. éq. (G3) et (G4)).

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = -\rho_0 \frac{\partial u}{\partial x} \Leftrightarrow \frac{1}{c_0^2} \frac{\partial p}{\partial t} = -\rho_0 \frac{\partial u}{\partial x}, \quad (\text{G3})$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p}{\partial x}. \quad (\text{G4})$$

Ces deux équations nous mènent à une équation d'onde pour la pression et la vitesse (cf. éq. (G5) et (G6)).

$$\frac{\partial^2 p}{\partial x^2} = \frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2}, \quad (\text{G5})$$

$$\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} = \frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2 u}{\partial t^2}. \quad (\text{G6})$$

Les fonctions solutions d'une équation d'onde sont de la forme $f(t \pm x/c_0)$. La vitesse particulière u correspondant à la pression $p = f(t - x/c_0)$ peut être trouvée via l'équation (G4) (cf. éq. (G7)).

$$\frac{\partial u}{\partial t} = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p}{\partial x} = \frac{1}{\rho_0 c_0} f' \left(t - \frac{x}{c_0} \right).$$

On intègre en prenant u_0 , p_0 et t_0 respectivement la vitesse, la pression et le temps initiaux.

$$u - u_0 = \frac{p - p_0}{\rho_0 c_0} = \frac{1}{\rho_0 c_0} \int_{t_0}^t f' \left(t - \frac{x}{c_0} \right) dt. \quad (\text{G7})$$

G.1.2 Équation d'onde dans le cas d'une onde sphérique suivant r

On réécrit les équations de bilan de masse (G8) et de quantité de mouvement (G9) en coordonnées sphériques, projetées sur l'axe de propagation (de direction r).

$$\frac{1}{c_0^2} \frac{\partial p}{\partial t} = -\rho_0 \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 u_r), \quad (\text{G8})$$

$$\frac{\partial u_r}{\partial t} = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p}{\partial r}. \quad (\text{G9})$$

On obtient donc une équation d'onde pour la pression (G10) et la vitesse (G11) en sphérique :

$$\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial p}{\partial r} \right) = \frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2}, \quad (\text{G10})$$

$$\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial u}{\partial r} \right) = \frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2 u}{\partial t^2}. \quad (\text{G11})$$

On peut démontrer que les fonctions de la forme $p(r, t) - p_0 = (1/r) f(t - r/c_0)$ sont solutions de l'équation en (G10). On peut alors obtenir l'expression de u_r à partir de (G9) (cf. éq. (G12)).

$$\frac{\partial u_r}{\partial t} = \frac{1}{\rho_0 c_0} \frac{1}{r} f' \left(t - \frac{r}{c_0} \right) + \frac{1}{\rho_0 r^2} f \left(t - \frac{r}{c_0} \right).$$

En intégrant :

$$u_r(t) - u_r(t_0) = \frac{p - p_0}{\rho_0 c_0} + \frac{1}{\rho_0 r} \int_{t_0}^t [p(r, t') - p_0] dt'. \quad (\text{G12})$$

G.2 Énergie liée à une onde

Après implosion, une onde de surpression se crée. L'énergie initiale permettant la création de cette onde vient de l'énergie contenue dans la bulle de cavitation et est donnée par [Cole, 1948] :

$$E_{cav} = (p - p_{sat}) V_{vap}.$$

Il est ensuite possible d'évaluer l'énergie de l'onde créée en considérant qu'elle est égale au travail effectué pour le déplacement du front d'onde ($\delta W = F \cdot dl = p S \cdot u dt$). Le travail reçu à une distance (un rayon) d avant l'arrivée de l'onde à un temps $t(d)$ est alors donné par l'équation (G13).

$$E_{ac}(d) = 4 \pi \int_{t(d)}^{\tau} r^2 p u dt, \quad (\text{G13})$$

τ est difficile à définir. Ce temps doit être soit assez long pour que l'onde acoustique passe au travers de la sphère de rayon r , mais pas trop grand afin que l'on ne considère pas une deuxième onde (le rebond d'une bulle par exemple).

En restant sur cette surface fixe de rayon d , en prenant l'hypothèse d'une onde plane (cf. éq. (G7)) et en négligeant p_0 (par rapport à la pression générée par l'onde), on obtient alors l'équation (G14) pour l'énergie acoustique.

$$E_{ac}(d) = \frac{4 \pi d^2}{\rho_0 c_0} \int_{t(d)}^{\tau} p^2 dt. \quad (\text{G14})$$

Pour une onde sphérique (cf. éq.(G12)), on obtient l'équation (G15).

$$\frac{E_{ac}(d)}{4 \pi d^2} = \frac{1}{\rho_0 c_0} \int_{t(d)}^{\tau} p^2 dt + \frac{1}{\rho_0 d} \int_{t(d)}^{\tau} \left[p(t) \int_{t(d)}^t p(t') dt' \right] dt. \quad (\text{G15})$$

Le second terme devient rapidement négligeable par rapport au premier en augmentant L [Cole, 1948]. En prenant le temps de passage à mi-amplitude δt comme temps d'intégration on peut approximer l'énergie acoustique par :

$$E_{ac}(d) = \frac{\xi 4 \pi d^2 \delta t}{\rho_l c_l} p_{max}^2, \quad (\text{G16})$$

avec ξ une facteur de forme de la sollicitation (on prendre $\xi = 1$).

On prendra donc l'équation (G16) comme première approximation de l'énergie de l'onde acoustique arrivant sur un matériau à une distance d .

Influence des paramètres du modèle de Merkle pour la pompe SHF

Les paramètres du modèle cavitant ont été calés pour des écoulements autour d'hydrofoils et de venturris en s'intéressant à la fréquence de lâcher et à la taille de la poche en considérant un taux de vide de 10% [Chebli, 2014].

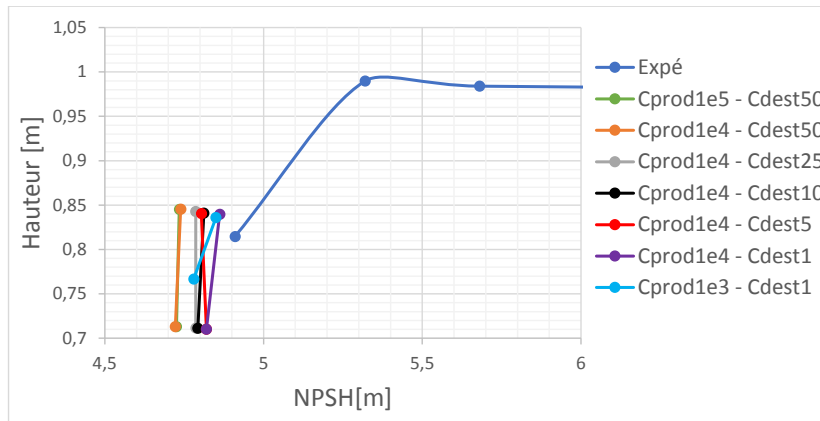
La chute de $NPSH$ dépendant directement de la taille de la poche, si on simule une taille de poche trop petite/grande, la chute va avoir lieu pour des valeurs de $NPSH$ trop petites/grandes. L'idée est donc de caler plus précisément C_{prod} et C_{dest} en tentant de se rapprocher au plus près des valeurs de $NPSH$ de chute.

Le tableau H.0.1 résume les différents paramètres C_{prod} et C_{dest} utilisés pour constater l'influence de C_{prod} et de C_{dest} .

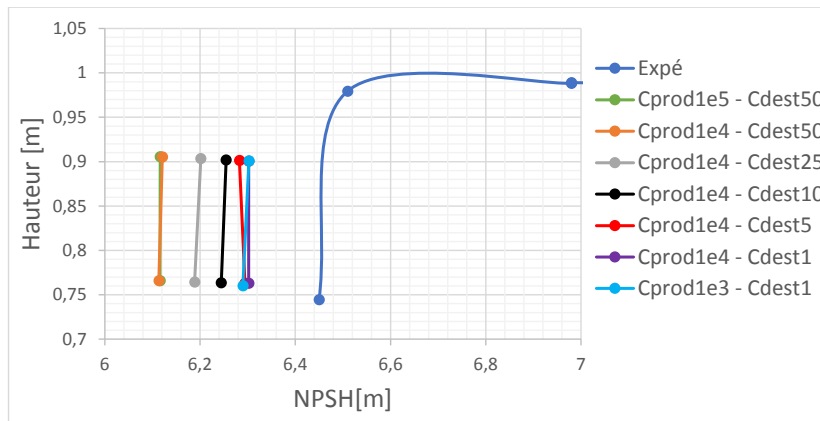
C_{prod}	10^5	10^4	10^4	10^4	10^4	10^4	10^3
C_{dest}	50	50	25	10	5	1	1

TABLEAU H.0.1 – Paramètres utilisés pour simuler la chute de $NPSH$ dans la pompe SHF.

Même avec des valeurs de C_{dest} très faibles, le $NPSH$ de chute ne change pas de façon significative (2% d'écart au maximum, cf. Fig. H.0.1). L'étude de l'influence de C_{prod} et de C_{dest} (cf. §III.2.2.1) nous a montré qu'en baissant trop C_{dest} on finissait par avoir des structures cavitantes non physiques. Dans un soucis de cohérence, on a donc décidé de garder les mêmes paramètres pour le modèle de Merkle que pour l'hydrofoil, à savoir $C_{prod} = 10^4$ et $C_{dest} = 50$.



(a) $Q/Q_n = 0.8$.



(b) $Q/Q_n = 1$.

FIGURE H.0.1 – Effet du changement des paramètres du modèle de Merkle sur la chute de $NPSH$ de la pompe SHF.

Publications

I.1 Numerical investigations on cavitation intensity for 3D homogeneous unsteady viscous flows, conférence IARRH, 4-8 Juillet 2016, Grenoble, France

Publication présentée lors de la conférence *28th IAHR (International Association for Hydro-Environment Engineering and Research) symposium on Hydraulic Machinery and Systems (IAHR2016)*, 4-8 Juillet 2016, Grenoble

Numerical investigations on cavitation intensity for 3D homogeneous unsteady viscous flows

C Leclercq^{1,2}, A Archer¹ and R Fortes-Patella²

¹ EDF R&D, 6 Quai Watier, 78400 Chatou, France

² LEGI, University of Grenoble Alpes, 38000 Grenoble, France

E-mail: christophe.leclercq@edf.fr, antoine.archer@edf.fr, regiane.fortes@grenoble-inp.fr

Abstract. The cavitation erosion remains an industrial issue. In this paper, we deal with the cavitation intensity which can be described as the aggressiveness - or erosive capacity - of a cavitating flow. The estimation of this intensity is a challenging problem both in terms of modelling the cavitating flow and predicting the erosion due to cavitation. For this purpose, a model was proposed to estimate cavitation intensity from 3D unsteady cavitating flow simulations. An intensity model based on pressure and void fraction derivatives was developed and applied to a NACA 65012 hydrofoil tested at LMH-EPFL (École Polytechnique Fédérale de Lausanne) [1]. 2D and 3D unsteady cavitating simulations were performed using a homogeneous model with void fraction transport equation included in *Code_Saturne with cavitating module* [2]. The article presents a description of the numerical code and the physical approach considered. Comparisons between 2D and 3D simulations, as well as between numerical and experimental results obtained by pitting tests, are analyzed in the paper.

1. Introduction

The prediction of cavitation and material erosion remains an issue for hydraulic machinery manufacturers and users. High flow velocities cause regions of low pressure where vapour structures are generated. These cavitating structures collapse rapidly after reaching a region of higher pressure and are able to cause performance loss, vibration and can damage the material.

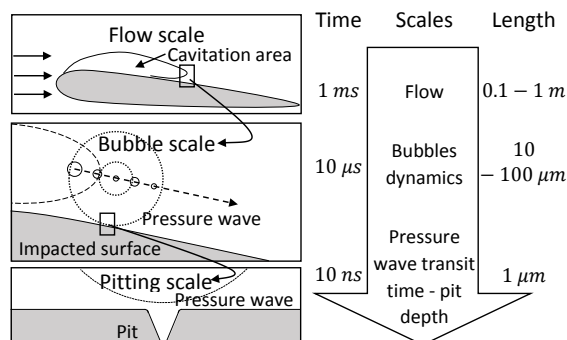


Figure 1. Illustration of time and length scales of phenomena induced by cavitation erosion.

The main problem of simulating cavitation erosion is the fact that it deals with several length and time scales phenomena (see Figure 1) and involves both fluid and mechanical behavior.



The cavitation intensity - or cavitation aggressivness - represents the mechanical loading imposed by the cavitating flow to the material. Erosion, defined as mass loss, can then be deduced from this quantity using methods as in [3] and [4].

In this paper, a non-exhaustive state of the art will be done. Then, we will describe our cavitation intensity model and we will apply it to a flow around a NACA hydrofoil.

2. State of the art

Many numerical studies have been carried out to predict cavitation erosion. Table 1 summarizes different approaches proposed by some authors. Note that a homogenous model is most often used and that the energy equation is not taken into account except for [5].

Table 1. Synthesis of cavitation intensity models (based on Krumenacker et al. [6]).

HEM : Homogeneous Equilibrium Model.

U-RANS : Unsteady Reynolds Average Navier-Stokes.

Authors	Fluid simulation	Bubble model	Cavitation intensity
Schmidt et al. [5]	Euler HEM	None	Pressure on the surface
Dular and Coutier-Delgosha [7] Peters et al. [8]	U-RANS Barotropic law	None	Percentage of damaged surface divided by time
Nohmi et al. [9]	U-RANS Void fraction transport equation (Rayleigh-Plesset model)	None	Multiple parameters based on pressure, vapour volume fraction and their derivatives
This paper	U-RANS Void fraction transport equation (Merkle model)	None	Surface potential power using the solid angle
Fortes-Patella et al. [3]	U-RANS Barotropic law	Keller	Volume damage rate
Ochiai et al. [10]	U-RANS Void fraction transport equation (Knudsen model)	Keller	Surface power
Chahine et al. [11]	U-RANS Monofluid	Keller with SAP (Surface Averaged Pressure) method	Pressure imposed by bubbles implosions on the surface

3. The cavitation intensity model

Our cavitation intensity model is based on the idea of Fortes-Patella et al. [3], who proposed a cavitation erosion model where "potential" energy variations of the cavitation structures are considered as the main factor that generates erosion. This approach is applied in the present study as a sub-mesh model (i.e. post-processing model) using **U-RANS** calculation with *Code_Saturne with cavitating module*.

3.1. Code_Saturne with cavitating module main features

Code_Saturne is a free open source CFD software developed by EDF [12]. It carries out 2- or 3-D, steady or unsteady, incompressible, laminar or turbulent simulations on any sort of mesh. It is based on a colocalised finite volume method.

Some modules can be added on *Code_Saturne* in order to describe additional phenomena, such as compressible, rotor-stator or cavitation phenomena. *Code_Saturne with cavitating module* enables the mean resolution of a homogeneous mixture model with void fraction (α) transport. Pure phases have constant properties (density, $\rho_{l/v}$ and dynamic viscosity $\mu_{l/v}$) following the relations : $\rho = \alpha \rho_v + (1 - \alpha) \rho_l$ and $\mu = \alpha \mu_v + (1 - \alpha) \mu_l$.

It is assumed that the mixture dynamic is ruled by the Navier-Stokes equations (mass (1) and momentum (2) conservation) with a void fraction transport equation (see equation (3)) :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div}(\rho \mathbf{u}) = 0, \quad (1)$$

$$\frac{\partial \rho \mathbf{u}}{\partial t} + \text{div}(\mathbf{u} \otimes \rho \mathbf{u}) = -\nabla p + \mathbf{div}(\underline{\underline{\tau}}), \quad (2)$$

$$\frac{\partial \alpha}{\partial t} + \text{div}(\alpha \mathbf{u}) = \frac{\Gamma_v}{\rho_v}, \quad (3)$$

with Γ_v the vaporisation source term.

This source term is modeled using the Merkle model [13] :

$$\Gamma_v(\alpha, p) = m^+ + m^-,$$

with :

$$m^+ = -\frac{C_{prod} \rho_l \min(p - p_{sat}, 0) (1 - \alpha)}{\frac{1}{2} \rho_l u_\infty^2 t_\infty} \quad \text{and} \quad m^- = -\frac{C_{dest} \rho_v \max(p - p_{sat}, 0) \alpha}{\frac{1}{2} \rho_l u_\infty^2 t_\infty}.$$

Here $C_{prod} = 10\,000$, $C_{dest} = 50$ are empirical constants, $t_\infty = l_\infty/u_\infty$ a reference time scale, p_{sat} the reference saturation pressure. The parameters l_∞ , u_∞ and p_{sat} should be provided by the user ($l_\infty = 0.1\text{ cm}$, $u_\infty = 15\text{ to }30\text{ m.s}^{-1}$, $p_{sat} = 2000\text{ Pa}$, $\rho_l = 1000\text{ kg.m}^{-3}$, $\rho_v = 1\text{ kg.m}^{-3}$, $\mu_l = 10^{-3}\text{ Pa.s}$ and $\mu_v = 10^{-5}\text{ Pa.s}$ in this study).

A standard $k-\varepsilon$ turbulent model with Reboud correction [14] is used. The resolution scheme is based on a co-located fractional step scheme, which is associated with the SIMPLEC-type algorithm (see [12] for more details).

3.2. Sub-mesh modelisation

3.2.1. Energy approach

Based on the idea of Pereira [15], we can calculate a "potential" energy (E_{pot}) of vapour structures (see equation (4)) :

$$E_{pot} = (p - p_{sat}) V_{vap} \quad \text{expressed in } J. \quad (4)$$

Then, we can deduce the potential power (\mathcal{P}_{pot}) of those structures for each cell and separate it in two parts (see equation (5)). The first one takes into account the contribution of the void fraction derivative, and the second one deals with the pressure derivative influence.

$$\frac{\mathcal{P}_{pot}}{V_{cell}} = -\frac{1}{V_{cell}} \frac{dE_{pot}}{dt} = \frac{\mathcal{P}_{pot}|_{p=cst}}{V_{cell}} + \frac{\mathcal{P}_{pot}|_{\alpha=cst}}{V_{cell}} \quad \text{expressed in } W.m^{-3}. \quad (5)$$

V_{cell} is the volume of a cell. We assume that the vapour structure is aggressive if $\mathcal{P}_{pot} > 0$. Since we have, by definition, $V_{vap} = \alpha V_{cell}$ and $\alpha = (\rho - \rho_l)/(\rho_v - \rho_l)$, we can deduce : $V_{vap} = V_{cell} (\rho - \rho_l)/(\rho_v - \rho_l)$. Moreover, we know, from mass conservation that $d\rho/dt + \rho \operatorname{div}(\mathbf{u}) = 0$. Then :

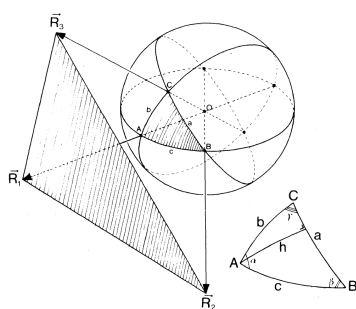
$$\begin{cases} \frac{\mathcal{P}_{pot}|_{p=cst}}{V_{cell}} &= - (p - p_{sat}) \frac{\rho}{\rho_l - \rho_v} \operatorname{div}(\mathbf{u}), \\ \frac{\mathcal{P}_{pot}|_{\alpha=cst}}{V_{cell}} &= - \alpha \left(\frac{\partial p}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \operatorname{grad}(p) \right). \end{cases}$$

Fortes-Patella et al. [3] decided to ignore the pressure derivative part of the potential power since, as we will see in our application, $\|\mathcal{P}_{pot}|_{\alpha=cst}\| \ll \|\mathcal{P}_{pot}|_{p=cst}\|$. A comparison of this model [3] with the Nohmi's one [9] is presented in [16].

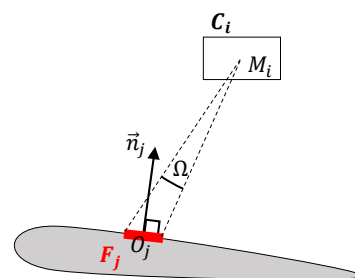
We will analyse in this paper the influence of both terms on the amplitude and location of the cavitation intensity.

3.2.2. Solid angle

On the basis of Krumenacker's work [6] and by using the analytic exact expression of the solid angle (Ω) for a planar triangle [17] (see equation (6)) , we can deduce the potential power applied on the material surface (\mathcal{P}_{pot}^{mat}) (see Figure 2 and equation (7)), which defines the quantity we will name the "instantaneous cavitation intensity". The use of the solid angle quantifies the distance and angle dependancies of the potential energy from the cell source to the surface.



(a) Illustration of the solid angle [17].



(b) Projection of the volumic potential power on the wall.

Figure 2. Solid angle notations.

$$\tan\left(\frac{1}{2}\Omega\right) = \frac{\vec{R}_1 \cdot (\vec{R}_2 \times \vec{R}_3)}{R_1 R_2 R_3 + (\vec{R}_1 \cdot \vec{R}_2) R_3 + (\vec{R}_1 \cdot \vec{R}_3) R_2 + (\vec{R}_2 \cdot \vec{R}_3) R_1}, \quad (6)$$

with $R_i = \|\vec{R}_i\|$.

On each element j of the hydrofoil surface and for all i fluid cells :

$$\frac{\mathcal{P}_{pot_j}^{mat}}{\Delta S_j} = \frac{1}{\Delta S_j} \sum_{i / \overrightarrow{O_j M_i} \cdot \vec{n}_j > 0} \frac{\Omega_{ij}}{4\pi} \mathcal{P}_{pot_i} \quad \text{expressed in } W.m^{-2}. \quad (7)$$

4. Application to a cavitating flow around a hydrofoil

4.1. General description

Our prediction model has been applied to a NACA 65012 hydrofoil (chord length is 100 mm and span 150 mm) tested in the cavitation tunnel of the LMH-EPFL (École Polytechnique Fédérale de Lausanne) [1] (see Figure 3).

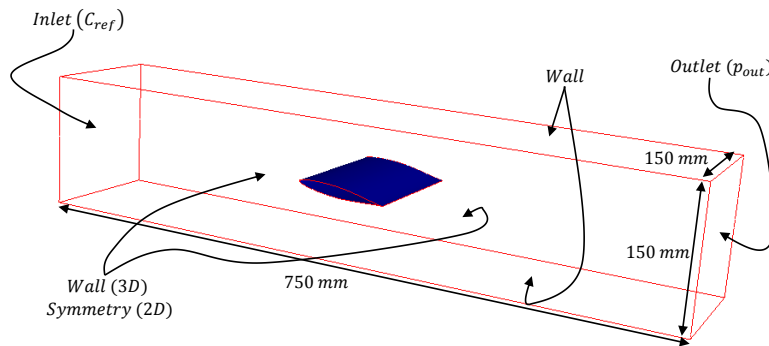


Figure 3. Description of the cavitation tunnel and computational domain with boundary conditions.

Experimental conditions tested by Pereira [15] and simulated in this paper are summarized in the Table 2, where C_{ref} describes the mean axial flow velocity at the inlet of the tunnel, i the attack angle of the hydrofoil, σ the inlet cavitation number (see equation (8)), l the cavitation sheet length and L the hydrofoil chord.

$$\sigma = \frac{p_{in} - p_{sat}}{0.5 \rho_l C_{ref}^2}, \quad (8)$$

with p_{in} the inlet pressure.

Table 2. 2D, 3D simulated and experimental [15] conditions on inlet σ ($l/L = 40\%$).

i [°]	C_{ref} [$m.s^{-1}$]	σ [-]		
		2D	3D	Exp
6°	15	1.37	1.41	1.59
	20	1.38	1.41	1.60
	25	1.41	1.44	1.62
	30	1.40	1.43	1.63

Figure 4 illustrates the computational C-grid applied in the present study. It is composed of $(287 \times 54 \times 1 = 15.498)$ hexahedral cells for the 2D study and $(287 \times 54 \times 59 = 914.382)$ hexahedral cells for the 3D one. A time step of $1 \mu s$ and a calculation duration of $0.6 s$ are imposed for the hydrodynamic study. A transient time of $0.05 s$ is considered before post-processing the

results ($\max(L_{mesh}/C_{ref}) = 0.75/15 = 0.05 s$).

Influence tests concerning mesh size and time parameters will be dealt with in subsequent work.

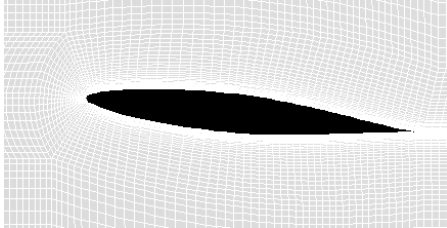


Figure 4. Mesh close to the hydrofoil.

The y^+ dimensionless wall distance ($y^+ = u_*y/\nu$ with u_* the friction velocity, y the wall distance and ν the kinematic viscosity) varies between 50 and 70 under non-cavitating conditions. Inlet flow velocity (C_{ref}) and outlet pressure (p_{out}) are imposed (see Figure 3 for others boundary conditions).

4.2. Hydrodynamic results

In order to validate the cavitating flow behaviour, we will first calibrate the cavitation sheet length (by iteration on the outlet pressure) and then compare the cavitating structures shedding frequency of the experimental results with the simulated one.

Time = 0.2000

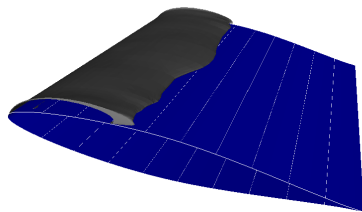


Figure 5. Isosurface at 10% of the void fraction on the NACA65012 - $C_{ref} = 15 m.s^{-1}$.

A void fraction isosurface at 10% is used to calibrate the cavitating sheet length (see Figure 5).

Then, we check the shedding frequency by doing a Discrete Fourier Transform for the inlet pressure signal (see Figure 6).

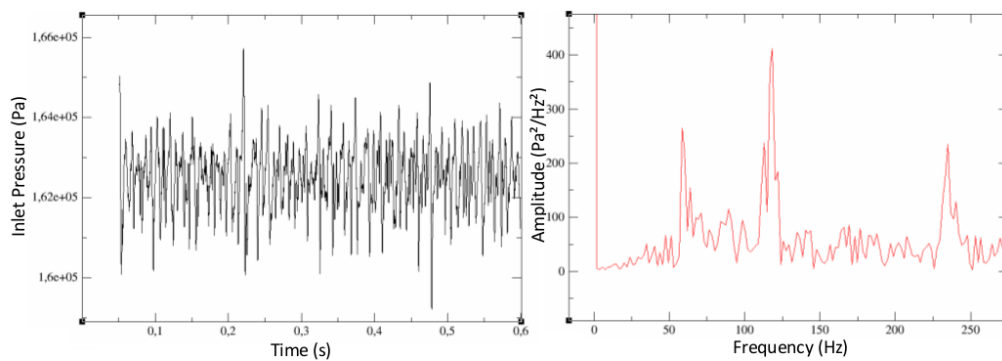


Figure 6. Inlet Pressure and DFT of the signal for the simulation - $C_{ref} = 15 m.s^{-1}$.

In this example, the first natural frequency (58 Hz) characterizes the periodic transverse oscillation (oscillation in the span direction). The second one (118 Hz) characterizes the shedding frequency (f_c). Harmonics are also present.

Finally, we can compare our results with experimental ones in terms of shedding frequency (see Figure 7).

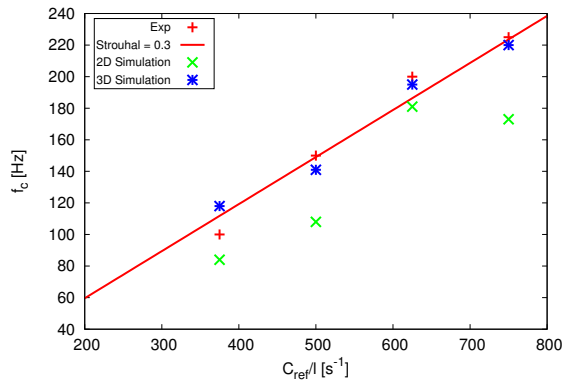


Figure 7. Shedding frequency function of reduced frequency for experimental (with linear regression at $S_t = 0.3$) [15], 2D and 3D simulations results.

2D and 3D simulations based on the same boundary conditions have different shedding frequencies. Even if the cavitating sheet length is the same ($l/L = 40\%$) the 3D dynamic is quite faster than the 2D one. One notes that we do not have exactly the same inlet σ for 2-D and 3-D cases.

In conclusion, 3D simulated cases are in good agreement with the experimental hydrodynamic behavior (for cavitation sheet length and shedding frequency) whereas 2D ones are a bit less accurate.

4.3. Cavitation intensity results

The case of the NACA 65012 hydrofoil at 6° and $C_{ref} = 15\text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ will be developed here. The calculation duration is set up to 0.2 s and we keep the same transit time (0.05 s) before applying post-processing. This study can be extended to all the other simulated cases.

We first calculate the instantaneous potential power in the fluid (see Figure 8). One can note that $\mathcal{P}_{pot}/V_{cell}$ is higher at the cavitating sheet closure (where $d\alpha/dt$ reaches maximum values). One can note that the potential power coming from the void ratio derivative is about 5 times higher than the one coming from the pressure derivative.

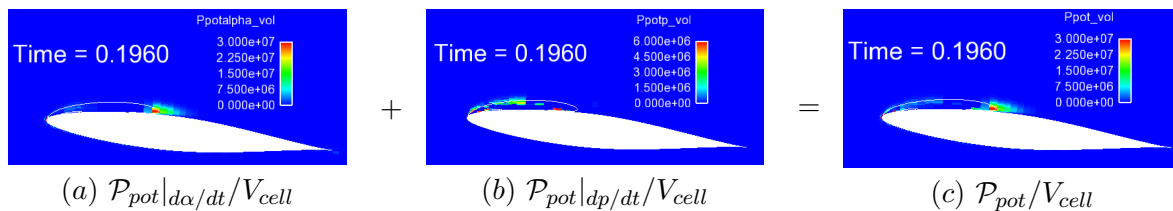


Figure 8. Influence of each term of $\mathcal{P}_{pot}/V_{cell}$ at median plane of the fluid with iso-contour at $\alpha = 10\%$ - $C_{ref} = 15\text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ (3-D simulation).

Then we use the solid angle value to evaluate the potential power on the hydrofoil surface. Figure 9 shows, for a given time, the instantaneous received surface power on the hydrofoil ($\mathcal{P}_{pot}^{mat}/\Delta S$) and the iso-surface at 10% of void fraction. One can note that, in agreement with $\mathcal{P}_{pot}/V_{cell}$, the maximum value of $\mathcal{P}_{pot}^{mat}/\Delta S$ is located at the cavitating sheet closure.

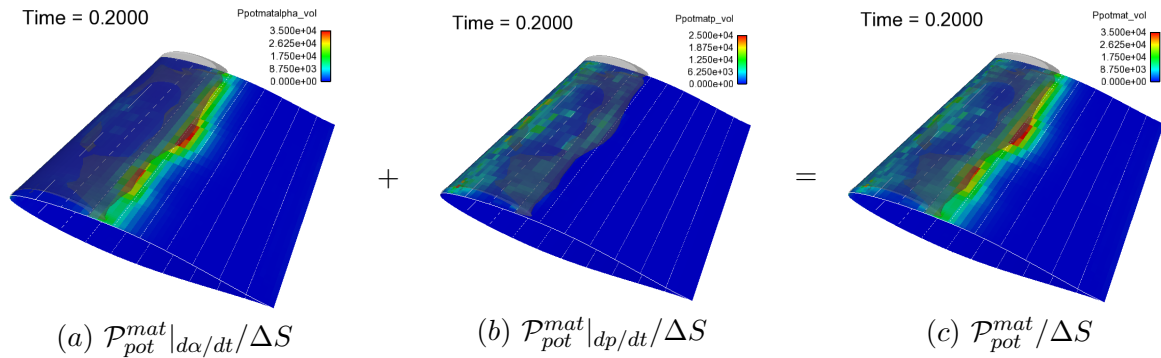


Figure 9. Visualisation of the instantaneous surface power on the foil - $C_{ref} = 15 \text{ m.s}^{-1}$.

We can finally add up all the received surface power ($\mathcal{P}_{pot}^{mean} / \Delta S$) by each surface (see Figure 10) and divide the result by the number of time steps to have a mean loading (see equation 9), which can be used as a qualitative representation of the eroded region.

$$\frac{\mathcal{P}_{pot}^{mean}}{\Delta S} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \frac{\mathcal{P}_{pot}^{mat}}{\Delta S}, \quad (9)$$

with N the number of time step considered (here $N = 150.000$).

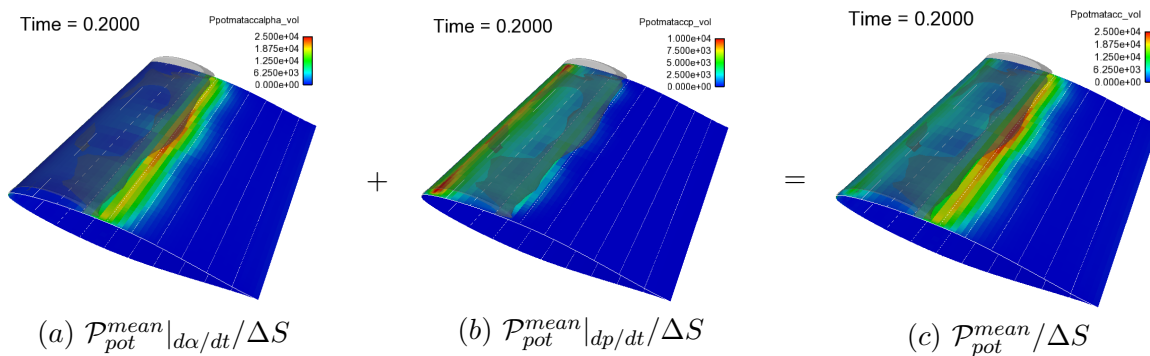


Figure 10. Visualisation of the mean surface power on the foil - $C_{ref} = 15 \text{ m.s}^{-1}$.

4.4. Cavitation intensity analysis

Close to the tunnel wall, the flow seems to be twice less aggressive. Even if we can't compare this statement with the experimental results (all samples are taken in the middle of the hydrofoil) we can physically explain this phenomenon : Near the wall, only the half domain can damage the surface compared to the median region where the fluid domain all around it can damage the surface. The reflection of the potential power due to the (plexiglass) side wall is not taken into account because of the lack of knowledge on the part of absorbed or transmitted potential power.

Figure 11 shows the mean surface power function of the hydrofoil chord. A comparison is done with the experimental volume damage rate given by pitting tests (V_d i.e. the deformed volume divided by the analyzed sample surface area and test duration) [3] for 2D and 3D simulations, using the same algorithm.

Even if the 2D frequency behaviour is not well fitted with the experimental one, the maximum location of $\mathcal{P}_{pot}^{mean}/\Delta S$ between 2-D and 3-D simulations are nearly the same.

Quantitatively, the 3-D simulation is a bit more erosive for the hydrofoil because of the transverse elements contribution (3-D effect).

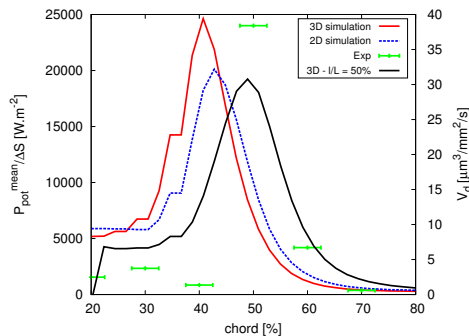
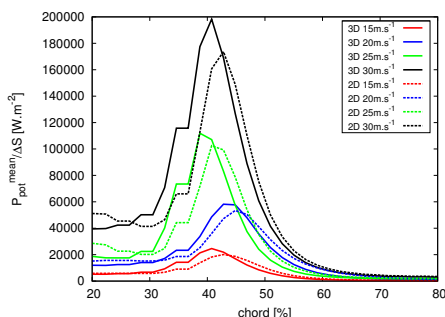


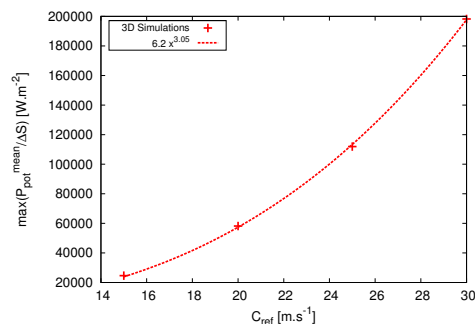
Figure 11. Cavitation intensity and experimental results according to the foil chord - $C_{ref} = 15 \text{ m.s}^{-1}$.

Figure 12(a) shows the mean cavitation intensity for different velocities. The maximum of $\mathcal{P}_{pot}^{mean}/\Delta S$ increases with the velocity but its location is nearly the same for each case.

Figure 12(b) shows the relation between the maximum cavitation intensity value and the inlet velocity. We find $\mathcal{P}_{pot}^{mean}/\Delta S = 6.2 C_{ref}^3$ for the 3D case, which agrees with [18]. Indeed, we have $p \sim 0.5 \rho C_{ref}^2$ so $[p] = [\rho] [C_{ref}]^2$ and $[div(u)] = [C_{ref}]/[L]$ so $[\mathcal{P}_{pot}^{mean}/\Delta S] = [\rho]/[L] [C_{ref}]^3$.



(a) $\mathcal{P}_{pot}^{mean}/\Delta S$ along the chord



(b) Maximum $\mathcal{P}_{pot}^{mean}/\Delta S$ value function of C_{ref}

Figure 12. Velocity influence on the cavitation intensity.

In comparison with experimental results, the maximum erosive contribution is shifted of 10% downstream. This difference could be explained by several reasons. The first one is the arbitrary 10% of void fraction taken to calibrate the cavitation sheet length and therefore impacts the choice of σ in the CFD. The second one is that we do not know how the experimental sheet length is found and what is the precision of this measurement.

By taking cavitation sheet length of 50% ($\sigma = 1.34$), 3D simulation matches much better with experimental results (see Figure 11).

5. Conclusion

Based on the literature and on previous works carried out in the scope of scientific collaborations between the University of Grenoble and EDF R&D, a cavitation intensity model has been developed using *Code_Saturne with cavitating module*. The model was applied to evaluate the aggressiveness of cavitating flows around a NACA hydrofoil. Comparisons between numerical

and available experimental results allow the qualitative and quantitative validation of the proposed approach concerning the prediction of the flow unsteady behavior, of the location of erosion area and of the influence of flow velocity on the cavitation intensity.

The comparative analyses of 2D and 3D numerical results indicated that 3D effects should be taken into account to obtain reliable quantitative evaluations of the potential power applied on the foil.

In further work, various tests will be done to evaluate the influence of numerical (mesh, time steps, convergence levels) and physical parameters (constants in the source terms of the cavitation model) on the results obtained. A local model (at the bubble scale) is in progress to better understand the microscopic phenomena and to improve our sub-mesh model.

This approach will then be applied to evaluate the cavitating flow damage in a centrifugal pump [19].

References

- [1] Pereira F, Avellan F and Dupont P 1998 Prediction of cavitation erosion : an energy approach *Journal of Fluids Engineering* **120.4** 719–27
- [2] Chebli R, Coutier-Delgosha O and Audebert B 2013 Numerical simulation of unsteady cavitating flows using a fractional step method preserving the minimum/maximum principle for the void fraction *IOP Conference Series : Materials Science and Engineering* **52** 022031 IOP Publishing
- [3] Fortes-Patella R, Archer A and Flageul C 2012 Numerical and experimental investigations on cavitation erosion *IOP Conference Series : Earth and Environmental Science* **15** 022013 IOP Publishing
- [4] Fortes-Patella R, Choffat T, Reboud J L and Archer A 2013 Mass loss simulation in cavitation erosion : Fatigue criterion approach *Wear* **300.1** 205–15
- [5] Schmidt S J, Mihatsch M S, Thalhamer M and Adams N A 2014 Assessment of erosion sensitive areas via compressible simulation of unsteady cavitating flows *Advanced Experimental and Numerical Techniques for Cavitation Erosion Prediction* 329–44 Springer
- [6] Krumenacker L, Fortes-Patella R and Archer A 2014 Numerical estimation of cavitation intensity *IOP Conference Series : Earth and Environmental Science* **22** 052014 IOP Publishing
- [7] Dular M and Coutier-Delgosha O 2008 Numerical modelling of cavitation erosion *ASME 2008 Fluids Engineering Division Summer Meeting collocated with the Heat Transfer, Energy Sustainability, and 3rd Energy Nanotechnology Conferences* 15–22 American Society of Mechanical Engineers
- [8] Peters A, Lantermann U and El Moctar O 2015 Numerical modelling and prediction of erosion induced by hydrodynamic cavitation *Journal of Physics : Conference Series* **656** 012054 IOP Publishing
- [9] Nohmi M, Ikohagi T and Iga Y 2008 Numerical prediction method of cavitation erosion *ASME 2008 Fluids Engineering Division Summer Meeting collocated with the Heat Transfer, Energy Sustainability, and 3rd Energy Nanotechnology Conferences* 1139–45 American Society of Mechanical Engineers
- [10] Ochiai N, Iga Y, Nohmi M and Ikohagi T 2010 Numerical prediction of cavitation erosion intensity in cavitating flows around a Clark Y 11.7% hydrofoil *Journal of Fluid Science and Technology* **5.3** 416–31
- [11] Chahine G L, Hsiao C T and Raju R 2014 Scaling of cavitation bubble cloud dynamics on propellers *Advanced Experimental and Numerical Techniques for Cavitation Erosion Prediction* 345–72 Springer
- [12] EDF R&D 2015 Code saturne 4.2.0 theory guide <http://code-saturne.org/cms/documentation/guides/theory>
- [13] Li D and Merkle C L 2006 A unified framework for incompressible and compressible fluid flows *Journal of Hydrodynamics B* **18.3** 113–9
- [14] Coutier-Delgosha O, Fortes-Patella R and Reboud J L 2003 Evaluation of the turbulence model influence on the numerical simulations of unsteady cavitation *Journal of Fluids Engineering* **125.1** 38–45.
- [15] Pereira F 1997 Prédiction de l'érosion de cavitation : approche énergétique. PhD thesis, École Polytechnique Fédérale de Lausanne.
- [16] C. Flageul, R. Fortes Patella, A. Archer 2012 Cavitation erosion prediction by numerical simulations *Proceedings of 14th International Symposium on Transport Phenomena and Dynamics of Rotating Machinery* ISROMAC-14
- [17] Van Oosterom A and Strackee J 1983 The solid angle of a plane triangle *IEEE Transactions on Biomedical Engineering* **2** BME-30 125–6
- [18] Fortes-Patella R, Reboud J L and Briancon-Marjollet L 2004 A phenomenological and numerical model for scaling the flow aggressiveness in cavitation erosion *EROCAR Workshop*
- [19] Archer A 1998 Cavitation pitting map of a centrifugal pump *3rd International Symposium on cavitation* **2** 175–81

I.2 First attempt on numerical prediction of cavitation damage on a centrifugal pump, conférence FEDSM; 31 Juillet - 3 Août 2017, Waikoloa, Hawaï, USA

Publication présentée lors de la conférence *Fluids Engineering Division Summer Meeting, 31 Juillet - 3 Août 2017, Waikoloa, Hawaï, USA*

FEDSM2017-69085

FIRST ATTEMPT ON NUMERICAL PREDICTION OF CAVITATION DAMAGE ON A CENTRIFUGAL PUMP

Christophe Leclercq*

PhD Student
EDF R&D - LEGI
Email : christophe.leclercq@edf.fr

Regiane Fortes-Patella

Univ. Grenoble Alpes,
Grenoble INP[†], CNRS, LEGI
F-38000 Grenoble, France
Email : regiane.fortes@grenoble-inp.fr

Antoine Archer

EDF R&D
6 Quai Watier
78400 Chatou, France
Email : antoine.archer@edf.fr

Fabien Cerru

Cetim
74 route de la Jonelière
44300 Nantes, France
Email : fabien.cerru@cetim.fr

ABSTRACT

The cavitation erosion remains an industrial issue for many applications, mainly for hydraulic machines. This paper deals with the cavitation intensity, which can be described as the fluid mechanical loading causing cavitation damage. The estimation of this intensity is a challenging problem both in terms of modeling the cavitating flow and predicting the erosion due to cavitation. For this purpose, a numerical methodology was proposed to estimate cavitation intensity from 3D unsteady cavitating flow simulations. CFD calculations were carried out using Code_Saturne, which solves U-RANS equations for a homogeneous fluid using the Merkle's model [1], coupled to a k-ε turbulence model with the Reboud's correction.

A cavitation intensity prediction model was developed based on pressure and void fraction derivatives obtained through CFD calculations. It was previously applied to study cavitation damage [2] on a NACA65012 hydrofoil.

The article briefly presents this validation case as well as the prediction of the cavitation intensity on the blades of a centrifugal pump called "SHF pump" and tested at EDF R&D labora-

tory [3]. The numerical predictions of cavitation damage are in good agreement with experimental results obtained by pitting.

NOMENCLATURE

$A_{l/v}$	Quantity A for the liquid (l) or the vapor (v) phase.
C_{dest}	Constant of vapor destruction (= 50).
C_{prod}	Constant of vapor production (= 10 000).
C_{ref}	Inlet velocity [$m.s^{-1}$].
CI	Cavitation intensity [$W.m^{-2}$].
D_i	Pump inlet diameter [m].
E_{cav}	Cavitation energy [J].
f_c	Shedding frequency [Hz].
H	Pump head [m].
H_n	Nominal pump head [m].
l	Cavitation sheet length [m].
L	Chord length [m].
l_∞	Reference length scale [m].
m^-	Destruction of vapor source term [$kg.m^{-3}.s^{-1}$].
m^+	Production of vapor source term [$kg.m^{-3}.s^{-1}$].
N_n	Nominal rotation speed [rpm].
$NPSH$	Net Positive Suction Head [m].

*Address all correspondence to this author.

[†]Institute of Engineering Univ. Grenoble Alpes

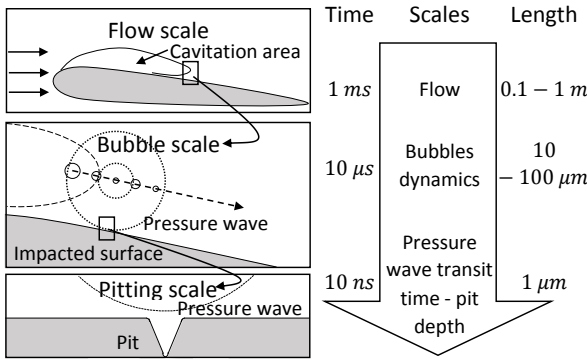


FIGURE 1. ILLUSTRATION OF TIME AND LENGTH SCALES OF PHENOMENA INDUCED BY CAVITATION EROSION.

p	Pressure [Pa].
$\mathcal{P}_{cav}/V_{cell}$	Cavitation power [$W.m^{-3}$].
$\mathcal{P}_{mat}/\Delta S$	Instantaneous cavitation intensity [$W.m^{-2}$].
p_{sat}	Saturation pressure (= 2000) [Pa].
Q	Flow rate [$m^3.s^{-1}$].
Q_n	Nominal flow rate [$m^3.s^{-1}$].
t	Time [s].
t_{∞}	Reference time scale (= l_{∞}/u_{∞}) [s].
\mathbf{u}	Velocity vector [$m.s^{-1}$].
u_{∞}	Reference velocity scale [$m.s^{-1}$].
V_{cell}	Volume of cells [m^3].
V_d	Volume damaged rate [$m^3.m^{-2}.s^{-1}$].
V_{vap}	Volume of vapor [m^3].
y^+	Dimensionless wall distance.
α	Void fraction.
Γ_v	Vaporization source term (Merkle's model).
ΔS	Surface element area [m^2].
μ	Dynamic viscosity ($\mu_l = 10^{-3}$ and $\mu_v = 10^{-5}$) [Pa.s].
ρ	Density ($\rho_l = 1000$ and $\rho_v = 1$) [$kg.m^{-3}$].
Ω	Solid angle [sr].

INTRODUCTION

The prediction of cavitation and material erosion remains an issue for hydraulic machinery manufacturers and users. High flow velocities cause regions of low pressure where vapor pockets are generated. These cavitating pockets release vapor bubbles, which collapse rapidly after reaching a region of higher pressure and are able to cause performance loss, vibration and can damage the material.

The simulation of the cavitation erosion is difficult because it deals with several length and time scales phenomena (see Fig. 1) and involves both fluid and solid behaviors.

The cavitation intensity - or cavitation aggressiveness - represents the mechanical loading imposed by the cavitating flow to the material. In this paper, one supposes that it is independent on the fluid-structure interaction and depends only on the flow characteristics. This quantity is therefore independent of the material. The erosion, defined as mass loss, can then be deduced on different materials from this fluid quantity using methods as in [4] and [5].

This paper describes the cavitation intensity model, which will be validated on a cavitating flow around a hydrofoil. Then, this model will be applied to predict the cavitation damage on a centrifugal pump for some operating conditions.

CAVITATION MODEL

A numerical description of the cavitation model will be done and will be validated on a NACA65012 hydrofoil and applied to a centrifugal pump.

Numerical description

Cavitating flows have been simulated using *Code_Saturne with cavitation module*. *Code_Saturne* is a free open source CFD software developed by EDF [6]. It carries out 2- or 3-D, steady or unsteady, compressible or incompressible, laminar or turbulent simulations on any kind of mesh. It is based on a co-localized finite volume method.

Some modules can be added on *Code_Saturne* in order to describe additional phenomena, such as compressible, rotor-stator or cavitation phenomena. *Code_Saturne with cavitation module* enables the mean resolution of a homogeneous mixture model with a complementary equation of vapor mass conservation. Pure phases have constant properties ($\rho_{l/v}$ and $\mu_{l/v}$) following the relations : $\rho = \alpha \rho_v + (1 - \alpha) \rho_l$ and $\mu = \alpha \mu_v + (1 - \alpha) \mu_l$.

It is assumed that the mixture dynamic is ruled by the Navier-Stokes equations (mass and momentum conservation) with a vapor mass conservation equation (see Eqn. (1)) :

$$\begin{cases} \frac{\partial \alpha}{\partial t} + \text{div}(\alpha \mathbf{u}) = \frac{\Gamma_v}{\rho_v}, \\ \frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div}(\rho \mathbf{u}) = 0, \\ \frac{\partial \rho \mathbf{u}}{\partial t} + \text{div}(\mathbf{u} \otimes \rho \mathbf{u}) = -\nabla p + \text{div}(\underline{\underline{\tau}}). \end{cases} \quad (1)$$

The vaporization source term, Γ_v , is modeled using the

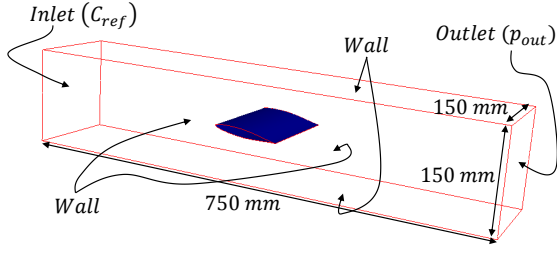


FIGURE 2. DESCRIPTION OF THE CAVITATION TUNNEL AND COMPUTATIONAL DOMAIN WITH BOUNDARY CONDITIONS.

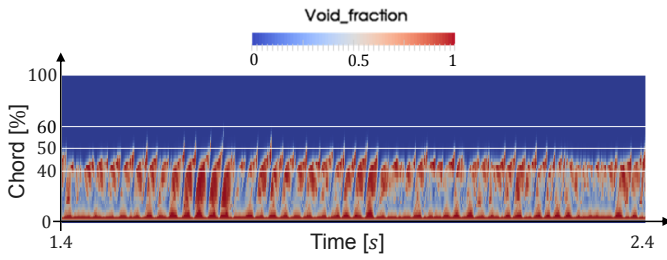


FIGURE 3. SIMULATED SPACE-TIME DIAGRAM OF THE VOID FRACTION AT MID-SPAN OF THE FOIL - MAXIMUM OF VOID FRACTION IN PERPENDICULAR LINES OF THE HYDROFOIL AGAINST TIME - $C_{ref} = 15 m.s^{-1}$.

Merkle's model [7] : $\Gamma_v(\alpha, p) = m^+ + m^-$, with :

$$\begin{cases} m^+ = -\frac{C_{prod} \rho_l \min(p - p_{sat}, 0) (1 - \alpha)}{\frac{1}{2} \rho_l u_\infty^2 t_\infty} \\ m^- = -\frac{C_{dest} \rho_v \max(p - p_{sat}, 0) \alpha}{\frac{1}{2} \rho_l u_\infty^2 t_\infty} \end{cases} \quad (2)$$

The parameters l_∞ and u_∞ have been adapted to simulations, from $u_\infty = 15$ to $30 m.s^{-1}$ with $l_\infty = 0.1 m$ for the NACA65012 simulations and $u_\infty = 6.25 m.s^{-1}$ with $l_\infty = 0.2 m$ for the SHF pump simulations (both l_∞ correspond to the chord length of the hydrofoil / pump blade).

A standard $k-\epsilon$ turbulent model with the Reboud's correction [8] is used. The resolution scheme is based on a co-located fractional step scheme, which is associated with the SIMPLEC-type algorithm (see [9] for more details).

Application to cavitating flows around the hydrofoil

The cavitation model has been applied to a NACA65012 hydrofoil (see [2] for more details) tested in the cavitation tunnel of the LMH-EPFL (École Polytechnique Fédérale de

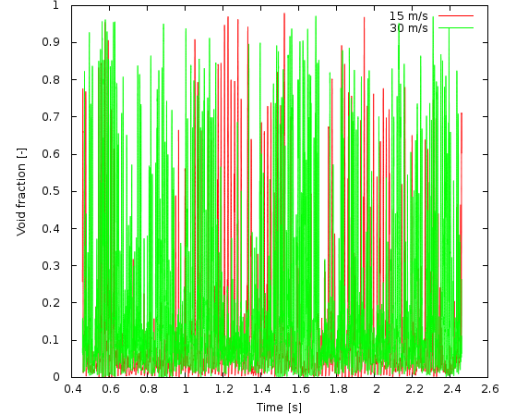


FIGURE 4. VOID FRACTION CALCULATED AT 50% OF THE CHORD IN FUNCTION OF TIME FOR $C_{ref} = 15$ AND $30 m.s^{-1}$.

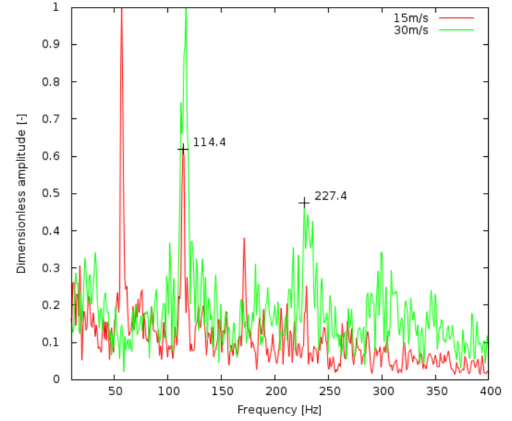


FIGURE 5. DIRECT FOURIER TRANSFORM OF THE VOID FRACTION SIGNAL AT 50% OF THE CHORD FOR $C_{ref} = 15$ AND $30 m.s^{-1}$.

Lausanne) [10] using cold water at $20^\circ C$. Chord length is $100 mm$ and span $150 mm$. The considered geometry as well as the applied boundary conditions are illustrated in Fig. 2.

Four operating points have been computed for different inlet velocities, 15, 20, 25 and $30 m.s^{-1}$ with an incidence angle of 6° . The cavitation number, σ , have been fixed to have the same cavitation sheet length (see Eqn. (3) and Fig. 3).

$$\sigma = \frac{p - p_{sat}}{\frac{1}{2} \rho u_\infty^2} \quad (3)$$

The cavitation sheet behavior has been first validated in

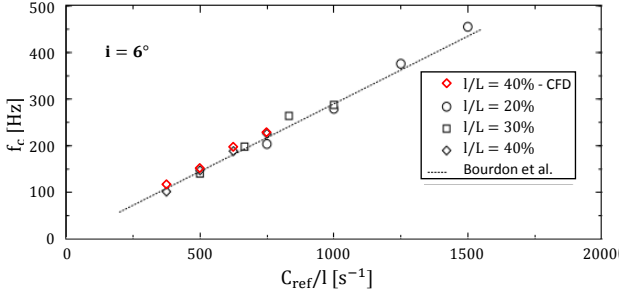


FIGURE 6. SHEDDING FREQUENCY - COMPARISON WITH EXPERIMENTAL RESULTS [10] - L REPRESENTS THE CHORD LENGTH AND l THE CAVITATION SHEET ONE.

comparison with the experimental cavitation sheet length and shedding frequency. To determine those hydrodynamical results, a transient time of $0.06s$ has been applied to reach the established flow and a physical time of $2.4s$ has been computed and post-treated.

The experimental sheet length (l) varies between 40% and 45% of the chord (L) (see Fig. 3). The experimental shedding frequency was measured by an optical sensor located at the perpendicular of the profile, 5% after the cavitation sheet closure. The same technique has been used to catch this frequency from CFD : the maximum of void fraction in a perpendicular line at mid-span of the hydrofoil and at 50% of the chord was calculated (see Fig. 4) and a Direct Fourier Transform of the signal has been done (see Fig. 5). By taking the second natural frequency for each velocity case, a good agreement between experimental results and simulations are found (see Fig. 6).

CAVITATION INTENSITY MODEL

The cavitation model enables a good description of the cavitation structures behavior. After discussing about the numerical model, the intensity induced by this simulated cavitation will be predicted and the numerical cavitation intensity will be compared with the cavitation damage measured on the NACA65012.

Numerical description

The cavitation intensity model is based on the idea of Fortes-Patella et al. [4]. They proposed a cavitation erosion model in which "potential" energy variations of the cavitation structures and generated pressure waves are considered as the main factor that generates erosion. This approach is applied in the present study as a sub-mesh model (i.e. a post-processing model) using U-RANS calculation with *Code_Saturne with cavitation module*.

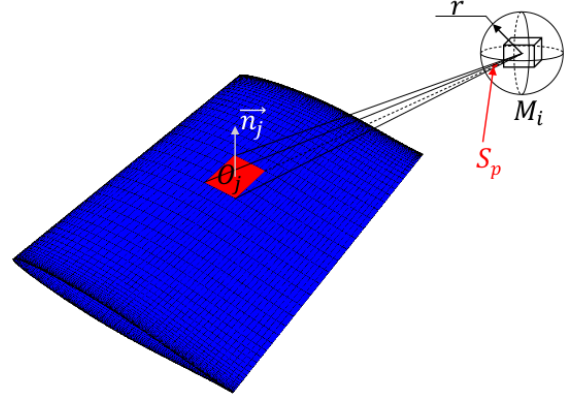


FIGURE 7. ILLUSTRATION OF THE SOLID ANGLE.

Energy Approach. Based on the idea of Vogel and Lauterborn [11] a cavitation energy (E_{cav}) of vapor structures can be calculated (see Eqn. (4)).

$$E_{cav} = (p - p_{sat})V_{vap} \quad (4)$$

Then, a cavitation power ($\mathcal{P}_{cav}/V_{cell}$) of those structures for each cell in the flow can be deduced by doing a Lagrangian derivative of the energy to take into account the fact that bubbles are moving in the fluid (see Eqn. (5)).

$$\frac{\mathcal{P}_{cav}}{V_{cell}} = -\frac{1}{V_{cell}} \frac{dE_{cav}}{dt} = -(p - p_{sat}) \frac{d\alpha}{dt} - \alpha \frac{dp}{dt} \quad (5)$$

Only the periode of collapses ($div(\mathbf{u}) < 0$) are considered as aggressive ($\mathcal{P}_{cav} > 0$). By neglecting the pressure derivative part (see [2]), the cavitation intensity in the fluid can be written as in Eqn. (6).

$$\frac{\mathcal{P}_{cav}}{V_{cell}} = -(p - p_{sat}) \frac{\rho}{\rho_l - \rho_v} div(\mathbf{u}) \quad (6)$$

Solid Angle. On the basis of Krumenacker's work [12] and by using the analytic exact expression of the solid angle (Ω) of a plane triangle [13], the cavitation power applied on the material surface can be deduced ($\mathcal{P}_{mat}/\Delta S$) (see Fig. 7 and Eqn. (7)), which is the projection of the cavitation power on the material and will be defined as the **instantaneous cavitation intensity**. The use of the solid angle quantifies distance and angle dependencies of the cavitation energy from the cell source to the solid

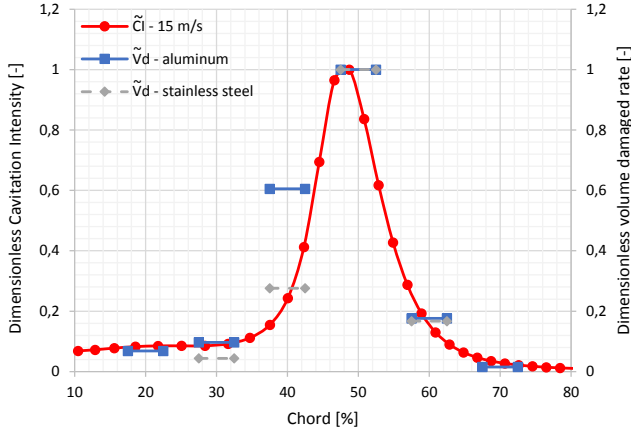


FIGURE 8. SIMULATED CAVITATION INTENSITY AND EXPERIMENTAL RESULTS ALONG THE FOIL CHORD - $C_{ref} = 15 m.s^{-1}$.

surface. On each element j of the hydrofoil surface and for all i fluid cells, one can evaluate :

$$\frac{\mathcal{P}_{mat j}}{\Delta S_j} = \frac{1}{\Delta S_j} \sum_i \frac{\Omega_{ij}}{4\pi} \mathcal{P}_{cavi} \quad (7)$$

Cavitation intensity. Noting N the number of time steps, the temporal mean cavitation intensity, CI_j , can be calculated for each surface element j (see Eqn. (8)), which will be compared to the experimental results and will be named the **cavitation intensity**.

$$CI_j = \frac{1}{\Delta S_j} \frac{\sum_{i=1}^N \mathcal{P}_{mat j}}{N} \quad (8)$$

Application to cavitating flows around the hydrofoil

The cavitation intensity prediction model has been applied to evaluate : the location of the damaged area and the velocity influence on the cavitation intensity.

A comparison is done with the experimental volume damaged rate given by pitting tests (V_d) i.e. the total deformed volume V_{pit} divided by the analyzed sample surface area, ΔS , and test duration, Δt , (see [14] and Eqn. (9)). Note that V_d , which evaluate the deformed volume, and the Mean Depth Penetration, which deals with the mass loss, are linked but different (see [15]).

$$V_d = \frac{1}{\Delta S \Delta t} \sum V_{pit} \quad (9)$$

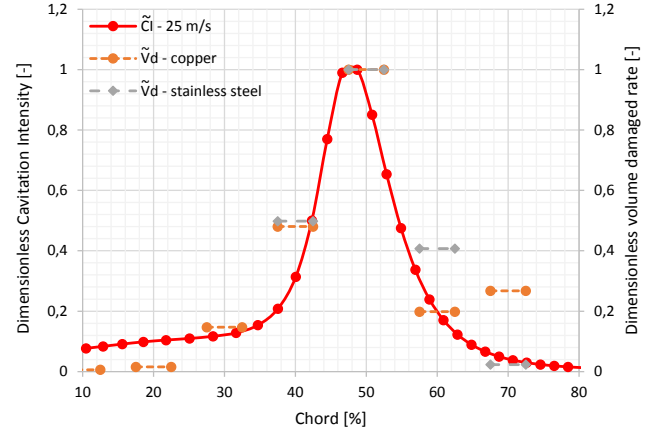


FIGURE 9. SIMULATED CAVITATION INTENSITY AND EXPERIMENTAL RESULTS ALONG THE FOIL CHORD - $C_{ref} = 25 m.s^{-1}$.

TABLE 1. MAXIMUM OF SIMULATED CAVITATION INTENSITY AND OF THE EXPERIMENTALLY MEASURED VOLUME DAMAGED RATE [14].

C_{ref} [$m.s^{-1}$]	CI [$W.m^{-2}$]	V_d [$\mu m^3.mm^{-2}.s^{-1}$]		
		aluminum	copper	stainless steel
15	$1.90 \cdot 10^4$	38.5	—	$2.37 \cdot 10^{-2}$
20	$5.38 \cdot 10^4$	—	154	1.90
25	$9.72 \cdot 10^4$	—	1380	2.75
30	$2.09 \cdot 10^5$	—	—	43.8

Table 1 sums up the different values of the maximum experimental V_d and simulated CI at mid span of the hydrofoil for every tested velocity. The qualitative comparisons are carried out based on dimensionless values, i.e., $\tilde{V}_d = V_d / (V_d)_{max}$ and $\tilde{CI} = CI / (CI)_{max}$ where $()_{max}$ are the maximum values obtained along the chord profile. Both the location of the eroded area and the simulated relative intensity are well predicted compared to experimental pitting test (see Fig. 8 and 9).

As expected by the dimensional analysis $[p] \sim 0.5 [\rho] [C_{ref}]^2$ and $[\text{div}(u)] \sim [C_{ref}] / [L]$, the Fig. 10 shows a physical dependency of the cavitation intensity of power ~ 3 with the velocity

$$[CI] = [(p - p_{sat}) \text{div}(u)] = [\rho] / [L] [C_{ref}]^3$$

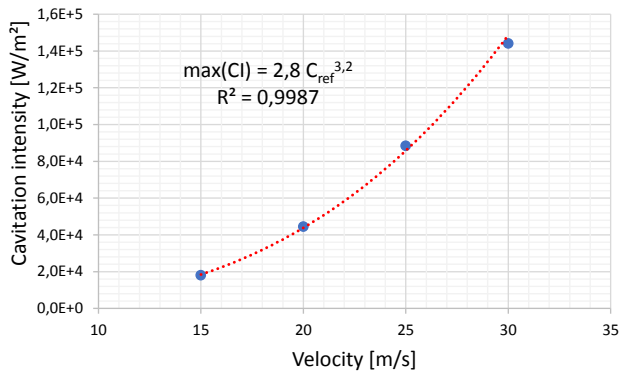


FIGURE 10. MAXIMUM OF CAVITATION INTENSITY AS A FUNCTION OF THE VELOCITY.

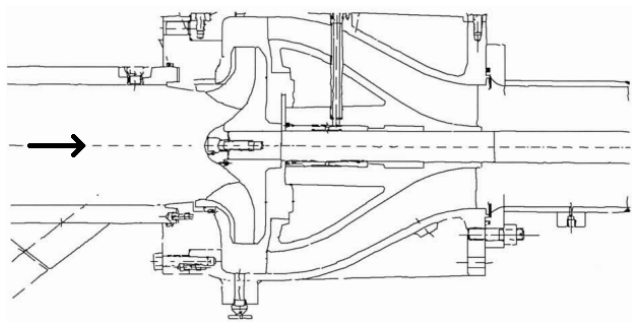


FIGURE 11. MERIDIAN VIEW OF THE SHF PUMP.

For more details on the cavitation intensity prediction on the NACA65012 hydrofoil see [2].

APPLICATION TO A CENTRIFUGAL PUMP

Simulation of the cavitation intensity in centrifugal pumps is one of the major applications of the present model. The SHF pump is a typical centrifugal pump designed by the SHF scientific society *Société Hydrotechnique de France*, which was studied at EDF R&D and where cavitation pitting (pitting is the first plastic deformations recorded on elastic-plastic material, during the incubation period before the mass loss begins) has been measured by a profilometer using aluminum blades [3].

Hydrodynamic description

As for the flow around a hydrofoil, the cavitation behavior will be described with *Code_Saturne with cavitation module* before describing the cavitation intensity prediction.

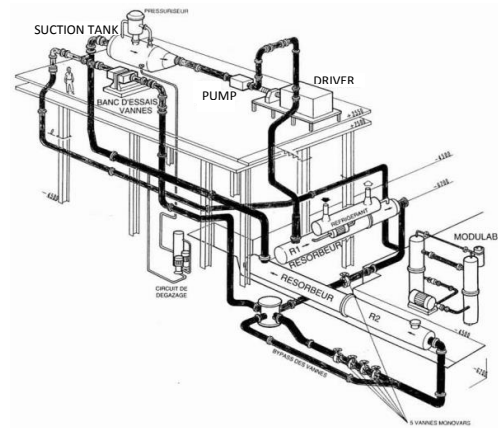


FIGURE 12. EPOCA TEST RIG - ISOMETRIC VIEW.

Experimental description. The tested pump parameters are :

$$D_i = 0.182 \text{ m}$$

$$N_n = 3000 \text{ rpm}$$

$$Q_n = 0.157 \text{ m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$$

$$H_n = 132 \text{ m}$$

$$N_s = \frac{N \sqrt{Q}}{H^{3/4}} = 30 \text{ rpm} \cdot \text{m}^{3/4} \cdot \text{s}^{-1/2}$$

The blades are removable in order to measure by laser profilometer the damaged surface.

The SHF pump (see Fig. 11) is mounted on the EPOCA test rig (see Fig. 12), designed to test pumps under cavitation conditions. The suction pressure is controlled from 0.2 to 4 bar (absolute) using compressed air and void pump. The pressure generated by the pump is decreased by multi-orifices valves, located at the bottom of the test rig. Cavitation bubbles are removed using two large resorbers. Free gas content is controlled using degassing procedure and measured using an oxygen-meter. The water temperature is kept constant using a heat exchanger.

Numerical results. In the present work, two flow rates have been studied, the nominal one (Q_n) and 80% of the nominal flow rate ($Q/Q_n = 0.8$). Experimental and numerical results on the cavitation sheet length and erosion area will be compared.

The SHF pump is composed of 7 blades and only 1/7 of this pump has been simulated (see Fig. 13) using frozen-rotor model. The inlet is considered as a stator and a flow rate (Q_{inl}), which correspond to the addition of the experimental flow rate (Q) and the leakage flow rate (given by the manufacturer and depending on Q), is imposed.

The experimental head of the pump (see Eqn. (10)) have been measured at the outlet of the diffuser and the simulated one

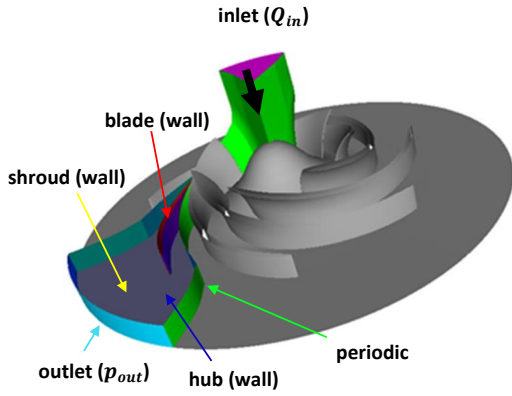


FIGURE 13. BOUNDARY CONDITIONS OF THE STUDIED SHF PUMP.

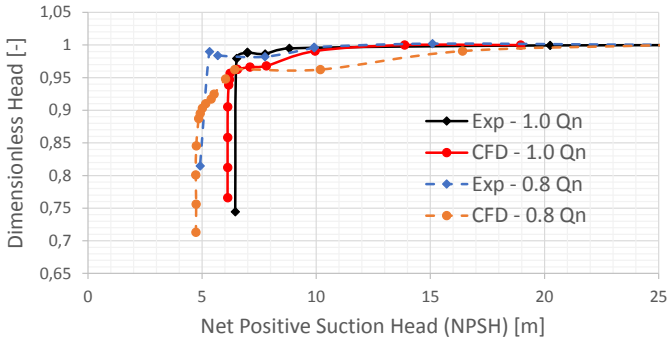


FIGURE 14. PUMP CHARACTERISTIC AT Q_n and $0.8 Q_n$, COMPARISON WITH EXPERIMENTAL RESULTS.

is given at the outlet of the centrifugal pump runner. Therefore, a quantitative comparison between both heads is not possible.

In Equation (11), p_{in} corresponds to the pressure at the inlet of the SHF pump for both the simulation and the experimental case.

$$H = \frac{1}{\rho_l g} \left(p_{out} + \frac{1}{2} \rho_l u_{out}^2 - \left(p_{in} + \frac{1}{2} \rho_l u_{in}^2 \right) \right) \quad (10)$$

$$NPSH = \frac{p_{in} - p_{sat}}{\rho_l g} + \frac{u_{in}^2}{2g} \quad (11)$$

The mesh is composed of 672 224 hexahedral cells. A time step of $1 \mu s$ and a calculation duration of $0.2 s$ are imposed for the hydrodynamic study. A transient time of $0.04 s$ (2 rotations

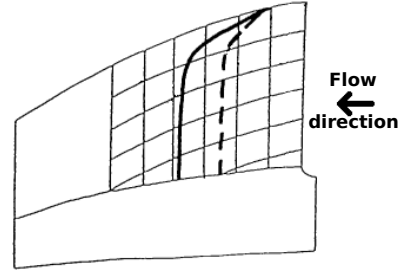


FIGURE 15. EXPERIMENTAL CAVITATION SHEET DESCRIPTION FOR $NPSH = 14.69 m$ AT $Q/Q_n = 0.8$ - MOVING FROM DASHED TO CONTINUE LINES [3] - REPRESENTATION ON A $1 \times 1 cm$ GRID FROM THE LEADING EDGE (RIGHT) (ZOOM AT THE BLADE LEADING EDGE).

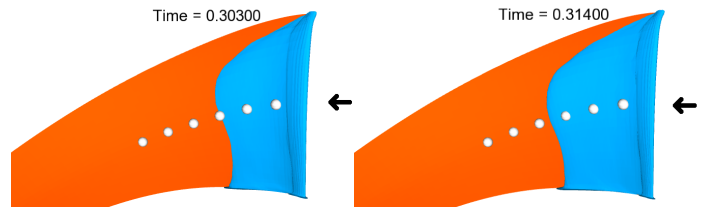


FIGURE 16. SIMULATED BEHAVIOR OF THE CAVITATION SHEET (iso- α at 10%) ON THE BLADE FOR $NPSH = 7.91 m$ AT $Q/Q_n = 0.8$ - WHITE POINTS REPRESENT EVERY CENTIMETERS OF THE CHORD AT THE MIDDLE OF THE BLADE FROM THE LEADING EDGE (RIGHT) (ZOOM AT THE BLADE LEADING EDGE).

of the pump) has been applied to reach the established flow and a physical time of $0.16 s$ has been calculated and post-treated. The dimensionless wall distance on the blade is close to $y^+ = 10$ and the $CFL_{max} \sim 0.4$. To simulate the turbulence, the scalable $k-\epsilon$ turbulence model with the Reboud's correction has been applied (see [9] for more details).

In order to validate the hydrodynamic behavior, experimental characteristics have been compared with simulations using different outlet pressure (see Fig. 14). Even if the $NPSH_{3\%}$ does not fit the experimental curve (at Q_n , we have 20% of difference between the CFD and the experimental $NPSH_{3\%}$), a good agreement is found with the pump head drop $NPSH_{drop}$ for both flow rate. The experimental $NPSH_{3\%}$ corresponds to the full pump head, when the CFD one concerns the impeller head (without diffuser). The difference is not shown in the Y-axis because in each case, the head is normalized with corresponding value with high $NPSH$, while 3% drop is higher for CFD cases leading to lower $NPSH_{3\%}$ of the CFD.

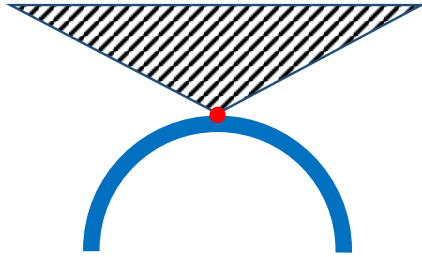


FIGURE 17. ILLUSTRATION OF THE CONE OF INFLUENCE.

To compare with the experimental observed damage, a good agreement between the experimental and the simulated cavitation sheet behavior is needed. To do so, a varying outlet pressure at 50 Hz, which correspond to the pump rotation frequency, is imposed to simulate the rotation of the pump.

The shedding frequency of the cavitation sheet was not experimentally measured because movies using stroboscope had a frequency of 1 image every rotation of the pump. From experimental visualisations, one could evaluate the length of the cavity attached to the blade and its oscillation during the pump rotation for different *NPSH* values, as illustrated in Fig. 15. By using an iso- α of 10% in the simulation, a simulated cavitation sheet length can be determined and compared with the experimental one. Figure 16 shows the simulation results, the leading edge is on the right and every points are spaced of 1 cm from right to left for *NPSH* = 7.9m.

To carry out reliable experimental and numerical comparisons of cavitation intensity, *NPSH* simulated values have been calibrated to obtain cavitating flow behavior and cavity length similar to experimental ones.

Cavitation intensity prediction

Because of the complexity of the blade shape and of the flow inside the pump, some modifications are needed on the cavitation intensity model.

In order to limit the influence of the cavitation power calculated at the leading edge of the blade, a cone of influence (see Fig. 17) is added for each surface element of the blade. The cells, which are in this cone (of semi-angle 45°), will be considered as erosive for the surface element. A local justification of this modification could be that the more the pressure waves are parallel to the surface, the less they are transmitted in a solid.

A direct application of the Eq. (6) to the pump case produced an overestimation of the aggressive intensity along the blade. A void fraction threshold ($\alpha > 10^{-3}$) has been considered to avoid this overestimation in areas where the void ratio is very small and the material is arguably not damaged.

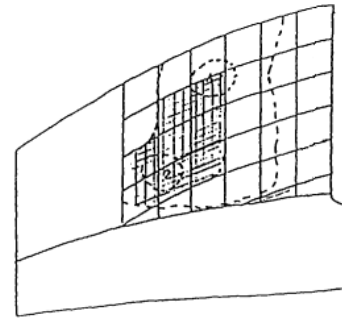


FIGURE 18. EXPERIMENTAL EROSIIVE AREAS OF THE SHF PUMP FOR *NPSH* = 14m AT $Q/Q_n = 0.8$ [3] - DASHED LINE REPRESENTS THE EROSIIVE AREA AND THE GRID AREA REPRESENTS THE MAXIMUM OF EROSION DETECTED (ZOOM AT THE BLADE LEADING EDGE).

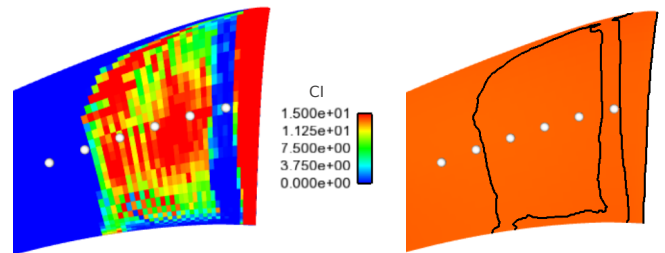


FIGURE 19. SIMULATED CAVITATION INTENSITY ON THE BLADE OF THE SHF PUMP FOR *NPSH* = 6.5m AT $Q/Q_n = 0.8$ - BLACK LINE (RIGHT PICTURE) REPRESENTS THE ISO-LINE AT $CI = 5 W.m^{-2}$ AND WHITE POINTS REPRESENT EVERY CENTIMETERS OF THE CHORD AT THE MIDDLE OF THE BLADE FROM THE LEADING EDGE (RIGHT) (ZOOM AT THE BLADE LEADING EDGE).

For the moment, many analyses are being carried out to better understand numerical results and to improve the cavitation intensity model.

Erosive areas of the SHF pump have been experimentally determined for different *NPSH* (see Fig. 18). Even if no intensity prediction has been measured after 5 cm of the chord in the simulation, both experimental areas of erosion and of strong erosion are qualitatively well predicted (see Fig. 19).

Excepted in the leading edge region, a good agreement between the experimental erosion area and the prediction of the cavitation intensity using this model is found.

CONCLUSION

Based on the literature and on previous works carried out in the scope of scientific collaborations between the University of Grenoble Alpes and EDF R&D, a cavitation intensity model has been developed using *Code_Saturne with cavitation module*. The model was validated on a NACA hydrofoil where the location and the shape of the damaged area, as well as the influence of the flow velocity, were in good agreement with available experimental results.

The model has been applied and adapted to predicting cavitation intensity in a pump. Some improvements had been done to obtain reliable results in the case of considered complex flows and geometry. With these modifications, which have no influence on the results obtained for the NACA hydrofoil, the location of eroded area of the pump has been well predicted in comparison with experimental results available.

In further work, the model will be applied to investigate cavitation intensity for other operating points (flow-rate, *NPSH* values) to improve the analyses and the prediction methodology. Various test will be done also to evaluate the influence of numerical parameters (mesh, time steps, convergence levels) on the results obtained. A local approach (at the bubble scale) is also in progress to better understand the microscopic phenomena and is expected to improve the cavitation intensity physical model.

REFERENCES

- [1] Chebli, R., Coutier-Delgosha, O., and Audebert, B., 2013. "Numerical simulation of unsteady cavitating flows using a fractional step method preserving the minimum/maximum principle for the void fraction". *IOP Conference Series: Materials Science and Engineering*, **52**(2), p. 022031.
- [2] Leclercq, C., Archer, A., and Fortes-Patella, R., 2016. "Numerical investigations on cavitation intensity for 3d homogeneous unsteady viscous flows". *IOP Conference Series: Earth and Environmental Science*, **49**(9), p. 092007.
- [3] Archer, A., 1998. "Cavitation pitting map of a centrifugal pump". *3rd International Symposium on Cavitation, Grenoble*, **2**, pp. 195–198.
- [4] Fortes-Patella, R., Archer, A., and Flageul, C., 2012. "Numerical and experimental investigations on cavitation erosion". *IOP Conference Series: Earth and Environmental Science*, **15**(2), p. 022013.
- [5] Fortes-Patella, R., Choffat, T., Reboud, J.-L., and Archer, A., 2013. "Mass loss simulation in cavitation erosion: Fatigue criterion approach". *Wear*, **300**(1), pp. 205–215.
- [6] EDF R&D, 2003. *Code saturne theory guide*, 4.2.0 ed. Électricité de France, Chatou. See also URL <http://code-saturne.org/cms/documentation/guides/theory>.
- [7] Li, D., and Merkle, C.-L., 2006. "A unified framework for incompressible and compressible fluid flows". *Journal of Hydrodynamics, Ser. B*, **18**(3), pp. 113–119.
- [8] Coutier-Delgosha, O., Fortes-Patella, R., and Reboud, J.-L., 2003. "Evaluation of the turbulence model influence on the numerical simulations of unsteady cavitation". *Journal of Fluids Engineering, Trans ASME*, **125**(1), pp. 38–45.
- [9] Archambeau, F., Méchitoua, N., and Sakiz, M., 2004. "Code saturne: A finite volume code for the computation of turbulent incompressible flows - industrial applications". *International Journal on Finite Volumes*, **1**(1).
- [10] Pereira, F., Avellan, F., and Dupont, P., 1998. "Prediction of cavitation erosion: an energy approach". *Journal of Fluids Engineering, Trans ASME*, **120**(4), pp. 719–727.
- [11] Vogel, A., and Lauterborn, W., 1988. "Acoustic transient generation by laser-produced cavitation bubbles near solid boundaries". *The Journal of the Acoustical Society of America*, **84**(2), pp. 719–731.
- [12] Krumenacker, L., Fortes-Patella, R., and Archer, A., 2014. "Numerical estimation of cavitation intensity". *IOP Conference Series: Earth and Environmental Science*, **22**(5), p. 052014.
- [13] Van Oosterom, A., and Strackee, J., 1983. "The solid angle of a plane triangle". *IEEE Transactions on Biomedical Engineering*, **2**(BME-30), pp. 125–126.
- [14] Couty, P., 2002. "Physical investigation of cavitation vortex collapse". PhD thesis, École Polytechnique Fédérale de Lausanne.
- [15] Le Fur, B., and David, J.-F., 1998. "Comparison between pitting rate and erosion rate for 3 materials". *3rd International Symposium on Cavitation, Grenoble*, **2**, pp. 227–230.

I.3 Numerical cavitation intensity on a hydrofoil for 3D homogeneous unsteady viscous flows, journal IJFMS, Juillet-Septembre 2017

Article publié dans l'*International Journal of Fluid Machinery and Systems (IJFMS)*, Vol. 10, No. 3, July-September 2017, DOI : <http://dx.doi.org/10.5293/IJFMS.2017.10.3.254>

Original Paper

Numerical Cavitation Intensity on a Hydrofoil for 3D Homogeneous Unsteady Viscous Flows

Christophe Leclercq^{1,2}, Antoine Archer¹, Regiane Fortes-Patella² and Fabien Cerru³

¹EDF R&D,
 6 Quai Watier, 78400 Chatou, France, christophe.leclercq@edf.fr, antoine.archer@edf.fr
²Univ. Grenoble Alpes, Grenoble INP*, CNRS, LEGI,
 F-38000, Grenoble, France, regiane.fortes@grenoble-inp.fr
³CETIM,
 74 route de la Jonelière, 44300 Nantes, France, fabien.cerru@cetim.fr

Abstract

The cavitation erosion remains an industrial issue for many applications. This paper deals with the cavitation intensity, which can be described as the fluid mechanical loading leading to cavitation damage. The estimation of this quantity is a challenging problem both in terms of modeling the cavitating flow and predicting the erosion due to cavitation. For this purpose, a numerical methodology was proposed to estimate cavitation intensity from 3D unsteady cavitating flow simulations. CFD calculations were carried out using Code_Saturne, which enables U-RANS equations resolution for a homogeneous fluid mixture using the Merkle's model, coupled to a $k-\varepsilon$ turbulence model with the Reboud's correction. A post-process cavitation intensity prediction model was developed based on pressure and void fraction derivatives. This model is applied on a flow around a hydrofoil using different physical (inlet velocities) and numerical (meshes and time steps) parameters. The article presents the cavitation intensity model as well as the comparison of this model with experimental results. The numerical predictions of cavitation damage are in good agreement with experimental results obtained by pitting test.

Keywords: cavitation, cavitation intensity prediction, erosion.

1. Introduction

The prediction of cavitation and material erosion remains an issue for hydraulic machinery manufacturers and users. High flow velocities cause regions of low pressure where vapor structures are generated. These cavitating structures collapse rapidly after reaching a region of higher pressure and are able to cause performance loss, vibration and damage.

The main difficulty of simulating cavitation erosion comes from the different length and time scales phenomena involving both fluid and mechanical behavior (see Fig. 1).

The cavitation intensity - or cavitation aggressiveness - represents the mechanical loading imposed by the cavitating flow to the material. Erosion, defined as mass loss, can then be deduced from this quantity using methods as in [1] and [2].

Many numerical studies have been carried out to predict cavitation erosion. In the previous article [3], a non-exhaustive state of the art has been done.

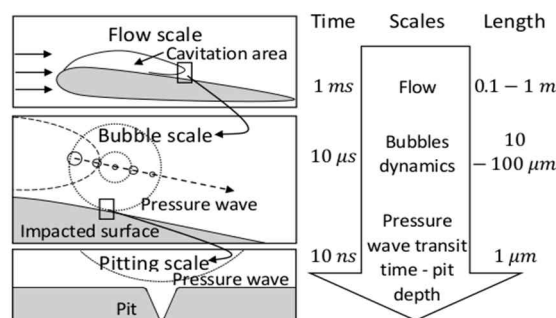


Fig. 1 Illustration of time and length scales phenomena induced by cavitation erosion

This paper is an enhanced version of [3], the cavitation intensity model will be described and applied to cavitating flows around a NACA hydrofoil using several meshes and time steps.

2. Cavitation intensity model

The cavitation intensity model is based on the idea of Fortes-Patella et al. [1]. They proposed a cavitation erosion model in which "potential" energy variations of the cavitation structures and emitted pressure waves are considered as the main factor that generates erosion. This approach is applied in the present study as a sub-mesh model (i.e. a post-processing model) using U-RANS calculation with *Code_Saturne with cavitation module*.

2.1. Code_Saturne with cavitation module main features

Code_Saturne is a free open source CFD software developed by EDF [4]. It carries out 2- or 3-D, steady or unsteady, compressible or incompressible, laminar or turbulent simulations on any kind of mesh. It is based on a co-localized finite volume method.

Modules can be added to *Code_Saturne* to describe additional phenomena, such as compressible, rotor-stator or cavitation phenomena. *Code_Saturne with cavitation module* [5] enables the mean resolution of a homogeneous mixture model with an additional equation for vapor mass conservation. Pure phases have constant properties (density, $\rho_{l/v}$ and dynamic viscosity $\mu_{l/v}$) following the relations: $\rho = \alpha \rho_v + (1 - \alpha)\rho_l$ and $\mu = \alpha \mu_v + (1 - \alpha)\mu_l$ with α the void fraction of the mixture.

It is assumed that the mixture dynamic is ruled by the Navier-Stokes equations (mass (1) and momentum (2) conservation) with a vapor mass conservation equation (see eq. (3)). The fluid is cold water. The thermal effects are neglected and the energy conservation equation is not taken into account.

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div}(\rho \mathbf{u}) = 0, \quad (1)$$

$$\frac{\partial \rho \mathbf{u}}{\partial t} + \text{div}(\mathbf{u} \otimes \rho \mathbf{u}) = -\nabla p + \text{div}(\underline{\underline{\tau}}), \quad (2)$$

$$\frac{\partial \alpha}{\partial t} + \text{div}(\alpha \mathbf{u}) = \frac{\Gamma_v}{\rho_v}, \quad (3)$$

with Γ_v the vaporization source term.

This source term is modeled using the Merkle's model [6], $\Gamma_v(\alpha, p) = m^+ + m^-$, with:

$$m^+ = -\frac{C_{prod} \rho_l \min(p - p_{sat}, 0) (1 - \alpha)}{\frac{1}{2} \rho_l u_\infty^2 t_\infty} \quad \text{and} \quad m^- = -\frac{C_{dest} \rho_v \max(p - p_{sat}, 0) \alpha}{\frac{1}{2} \rho_l u_\infty^2 t_\infty}.$$

Here $C_{prod} = 10\,000$ and $C_{dest} = 50$ are empirical constants, $t_\infty = l_\infty/u_\infty$ a reference time scale, p_{sat} the reference saturation pressure. The parameters l_∞ , u_∞ and p_{sat} should be provided by the user. In this study: $l_\infty = 0.1 \text{ m}$ (chord length), $u_\infty = 15$ to 30 m.s^{-1} (inlet velocity), $p_{sat} = 2\,000 \text{ Pa}$, $\rho_l = 1\,000 \text{ kg.m}^{-3}$, $\rho_v = 1 \text{ kg.m}^{-3}$, $\mu_l = 10^{-3} \text{ Pa.s}$ and $\mu_v = 10^{-5} \text{ Pa.s}$.

A standard $k-\varepsilon$ turbulent model with the Reboud's correction ($n = 10$) [7] is used. The resolution scheme is based on a co-located fractional step scheme, which is associated with the SIMPLEC-types algorithm (see [8] for more details).

2.2. Sub-mesh model

2.2.1. Energy approach

Based on the idea of Vogel and Lauterborn [9], the cavitation energy (E_{cav}) of vapor structures can be calculated (Noting V_{vap} the vapor volume):

$$E_{cav} = (p - p_{sat}) V_{vap}$$

Then, a volumic cavitation power ($\mathcal{P}_{cav}/V_{cel}$) of those structures for each cell in the liquid can be deduced by doing a Lagrangian derivative of the energy to take into account the fact that cavitating structures are moving in the fluid (see eq. (4)).

$$\frac{\mathcal{P}_{cav}}{V_{cel}} = -\frac{1}{V_{cel}} \frac{dE_{cav}}{dt} = -(p - p_{sat}) \frac{d\alpha}{dt} - \alpha \frac{dp}{dt} \quad \text{expressed in } W.m^{-3}, \quad (4)$$

In order to have a positive cavitation power ($\mathcal{P}_{cav} > 0$) during the collapse process ($\text{div}(\mathbf{u}) < 0$) and by neglecting the pressure derivative part (see [3]), the volumic cavitation power in the fluid can be written as in eq. (5).

$$\frac{\mathcal{P}_{cav}}{V_{cel}} = -(p - p_{sat}) \frac{\rho}{\rho_l - \rho_v} \text{div}(\mathbf{u}). \quad (5)$$

2.2.2. Solid angle

On the basis of Krumenacker's work, the volume cavitation power of each fluid cell is projected to all surface elements of the foil using the solid angle [10]. On each element j of the hydrofoil surface and for all i fluid cells:

$$\frac{\mathcal{P}_{matj}}{\Delta S_j} = \frac{1}{\Delta S_j} \sum_{i / \vec{O}_j \vec{M}_i \vec{n}_j > 0} \frac{\Omega_{ij}}{4\pi} \mathcal{P}_{cav i} \quad \text{expressed in } W \cdot m^{-2}.$$

By using the analytic exact expression of this solid angle (Ω) for a planar triangle [11] (see eq. (6)), the cavitation power applied on the material surface ($\mathcal{P}_{mat}/\Delta S$), which will be defined as the **instantaneous cavitation intensity**, can be deduced (see Fig. 2 and eq. (6)). The use of the solid angle quantifies the distance and angle dependencies of the cavitation energy from the cell source to the surface.



(a) Illustration of the solid angle [11]

(b) Projection of the cavitation power on the wall

Fig. 2 Solid angle notations

$$\tan\left(\frac{1}{2}\Omega\right) = \frac{\mathbf{R}_1 \cdot (\mathbf{R}_2 \otimes \mathbf{R}_3)}{R_1 R_2 R_3 + (\mathbf{R}_1 \cdot \mathbf{R}_2) R_3 + (\mathbf{R}_1 \cdot \mathbf{R}_3) R_2 + (\mathbf{R}_2 \cdot \mathbf{R}_3) R_1}. \quad (6)$$

with $R_i = \|\mathbf{R}_i\|$.

2.2.3. Temporal mean and threshold

In order to model the fact that a sufficient amount of cavitation power applied to the surface material can damage it (depending on material constants), only the instantaneous cavitation intensity which are stronger than a certain threshold value (\mathcal{P}_{thre}) for the surface cavitation intensity are considered.

Noting N the number of time steps, the temporal mean cavitation intensity for each surface element (I_{cavj}) can be calculated and compared to the experimental results. This quantity will be named the **cavitation intensity**:

$$I_{cavj} = \frac{1}{N} \left(\frac{1}{\Delta S} \sum_{i=1}^N (\mathcal{P}_{matj} - \mathcal{P}_{thre}) \right) \quad \text{for } \mathcal{P}_{matj} > \mathcal{P}_{thre} \quad \text{expressed in } W \cdot m^{-2}.$$

3. Application to cavitating flows around the hydrofoil

3.1 General description

The prediction model has been applied to a NACA65012 hydrofoil (chord length is 100 mm and span 150 mm) tested in the cavitation tunnel of the LMH-EPFL (École Polytechnique Fédérale de Lausanne) [12] (see Fig. 3). The influence of the spatial discretization is studied using 2 meshes (Tab. 1) a medium mesh (Fig. 4) and a fine one (Fig. 5).

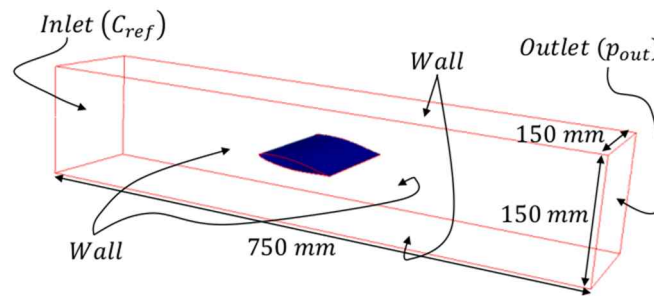


Fig. 3 Description of the cavitation tunnel and computational domain with boundary conditions

Table 1 Description of the two meshes used in this study with numerical parameters

Meshes	Number of elements [-]	Wall distance (no cavitation) y^+ [-]	Time step for the case $C_{ref} = 15 m \cdot s^{-1}$ Δt [s]	CFL (no cavitation)	
				Max	Glob. mean
Medium	$\sim 914 K$	35	$4 \cdot 10^{-6}$	0.82	0.025
Fine	$\sim 7.6 M$	20	$2 \cdot 10^{-6}$	0.86	0.025

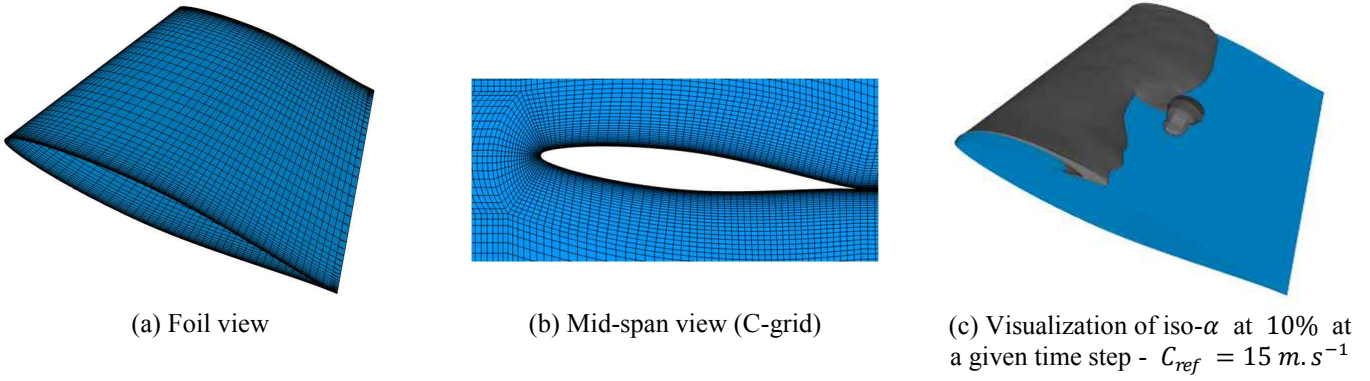


Fig. 4 Visualization of the medium mesh.

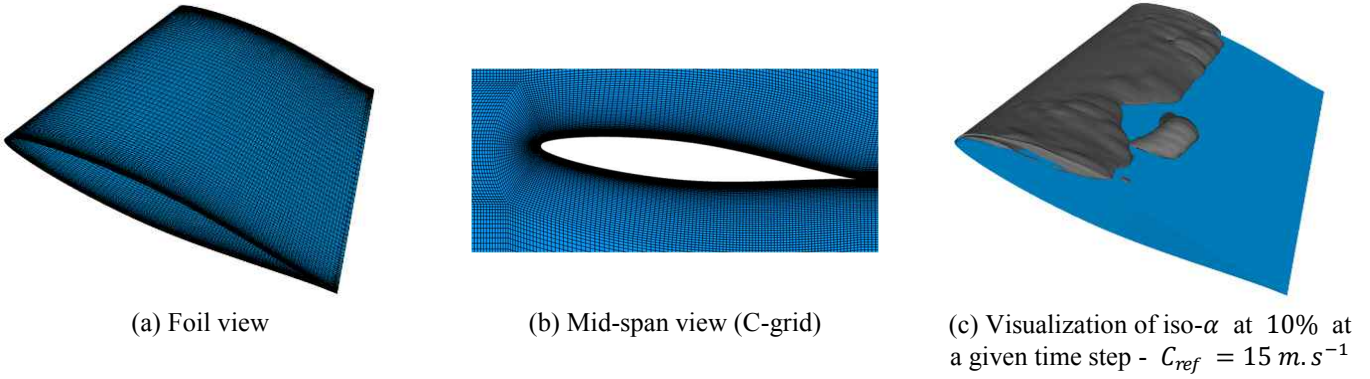


Fig. 5 Visualization of the fine mesh

Figure 4 and 5 illustrates the computational C-grid applied in the present study. It is composed of 914 382 hexahedral cells for the medium mesh and 7 637 182 for the fine one (almost 2^3 times more). For the 15 m.s^{-1} inlet velocity, a time step of $4 \mu\text{s}$ for the medium mesh and of $2 \mu\text{s}$ for the fine one with a calculation duration of 2.4 s are imposed for the hydrodynamic study. A 0.3 s transient time is considered to reach the established flow. In order to keep the same CFL using different inlet velocities, times steps are inversely proportional to these inlet velocities (for example, $\Delta t = 2 \mu\text{s}$ for the medium mesh for $C_{ref} = 30 \text{ m.s}^{-1}$).

The y^+ dimensionless wall distance ($y^+ = u_* y / \nu$, with u_* the friction velocity, y the wall distance and ν the kinematic viscosity) varies between 30 and 50 for the medium mesh and between 15 and 25 for the fine one under non-cavitating conditions.

3.2 Hydrodynamic results

Four cases have been computed for different inlet velocities for the medium mesh with an attack angle of 6° (see Tab. 2). The fine and medium meshes will be compared for the case $C_{ref} = 15 \text{ m.s}^{-1}$. In order to validate the cavitation flow behavior, the cavitation number, σ (see eq. (7)), have been fixed to obtain the same cavitation sheet length as the experimental conditions tested by Pereira [12] (by iteration on the outlet pressure).

$$\sigma = \frac{p_h - p_{sat}}{\frac{1}{2} \rho_l C_{ref}^2} \quad (7)$$

Table 2 Description of the different numerical cases

C_{ref} [m.s^{-1}]	Mesh	Δt [μs]	σ_{CFD} [-]	σ_{exp} [-]	Threshold ($\mathcal{P}_{thre} / \Delta S$) [10^3 W.m^{-2}]
15	Medium	4	1.35	1.59	0
					5
					10
					20
					30
	Fine	2	1.35	1.59	0
20	Medium	3	1.35	1.60	0
25	Medium	2.4	1.35	1.62	0
30	Medium	2	1.35	1.63	0

Then the cavitating structures shedding frequency of the results has been compared with the experimental ones. The experimental sheet length varies between 40% and 45% of the chord (see Fig. 6).

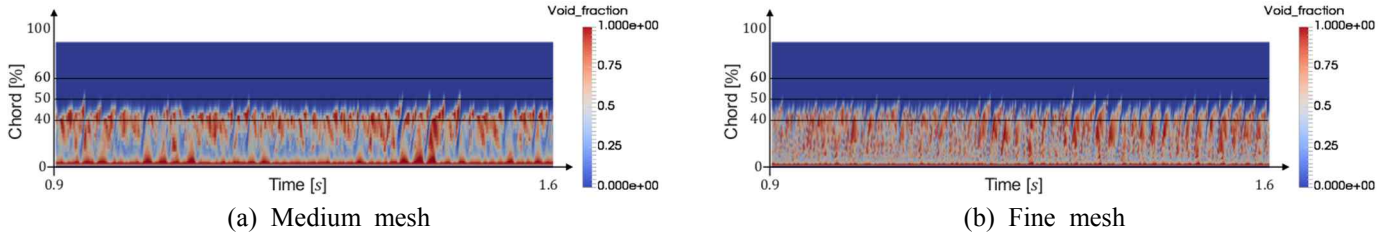


Fig. 6 Space-time diagram of the void fraction at mid-span of the foil – Maximum of void fraction in perpendicular lines of the hydrofoil against time - $C_{ref} = 15 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$

The experimental shedding frequency was measured by an optical sensor placed perpendicularly to the profile, 5% after the cavitation sheet closure. The same technique has been used to catch this frequency from CFD: the maximum of void fraction in a perpendicular line at mid-span of the hydrofoil and at 50% of the chord was measured and a Discrete Fourier Transform of the signal has been done (see Fig. 7). Sensitivity tests on the position of this sensor have been numerically done but this location has no influence on the natural frequency found (as far as the sensor can see a void fraction variation). By taking the second natural frequency for each velocity case with this method for the medium mesh, a good agreement between experimental results and simulations are found (see Fig. 8). This shedding frequency can also be measured with a pressure sensor placed close to the inlet of the cavitation tunnel (see Fig. 9).

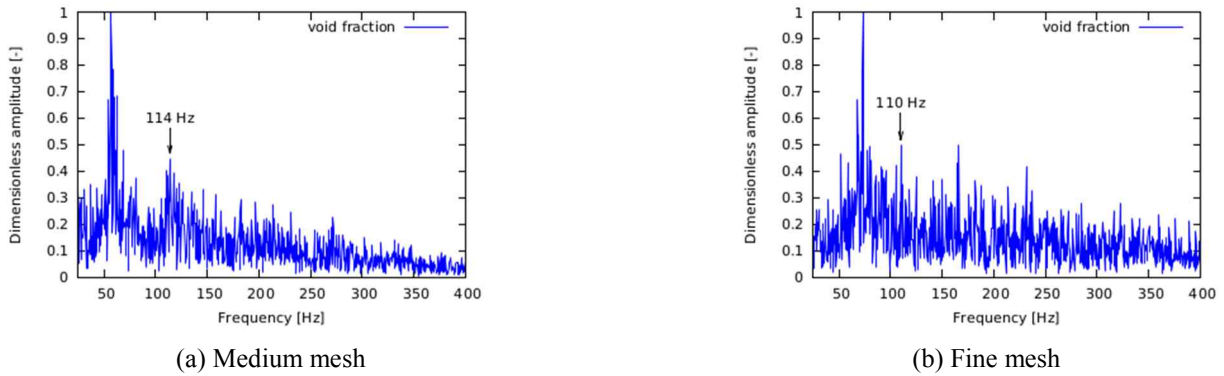


Fig. 7 Discrete Fourier Transform of the maximum of the void fraction on a perpendicular line at 50% of the chord at mid span - $C_{ref} = 15 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$

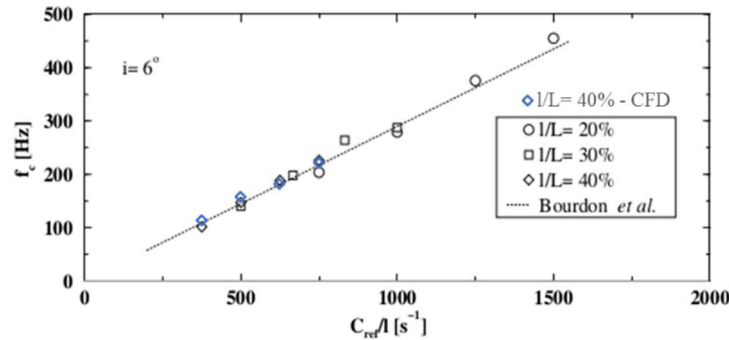


Fig. 8 Shedding frequency for the medium mesh – Comparison with experimental results [12] – L represents the chord length and l the cavitation sheet one

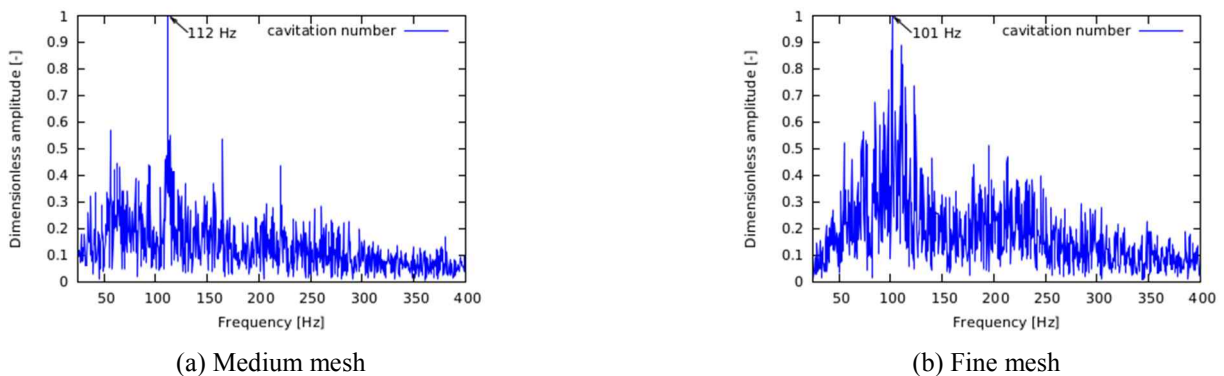


Fig. 9 Discrete Fourier Transform of the cavitation number, close to the inlet of the cavitation tunnel - $C_{ref} = 15 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$

Even if the importance of the two remarkable frequencies are inverted, these two methods (the first one with the void fraction data at 50% chord length and the second one with the inlet cavitation number signal) give the same results for the medium and the fine mesh and are in agreement with the experimental results. The shedding frequency are better fitted with the use of the cavitation number.

By using a time step of $2 \cdot 10^{-6} \text{ s}$ for the medium mesh at $C_{ref} = 15 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$, approximately the same hydrodynamic results are obtained: 120 Hz using the void fraction method and 113 Hz using the cavitation number one.

3.3 Cavitation intensity results

The cavitation intensity is numerically recorded at each time step for a 0.78 s duration. In fact, 2.4 s are simulated without cavitation intensity prediction, to focus on the hydrodynamic behavior with several time steps, and then, 0.78 s are simulated with this prediction.

As explained above (§2.2), the instantaneous cavitation power in the fluid is first calculated (see Fig. 10). One can note that the P_{vol} / V_{cav} is higher at the cavitating sheet closure (where da/dt reaches maximum values).

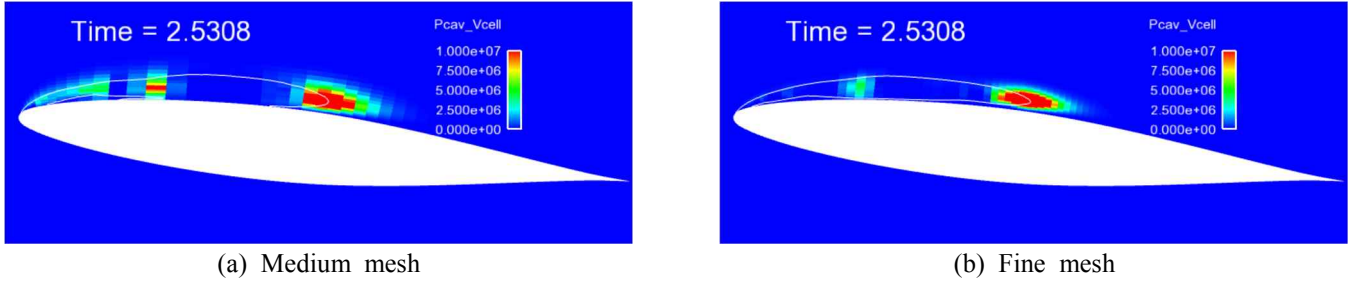


Fig. 10 P_{cav} / V_{cav} visualization at mid-span of the hydrofoil with void fraction isoline at 10% - $C_{ref} = 15 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$

Then, the instantaneous cavitation intensity can be measured by using the solid angle (see §2.2.2 and Fig. 11).

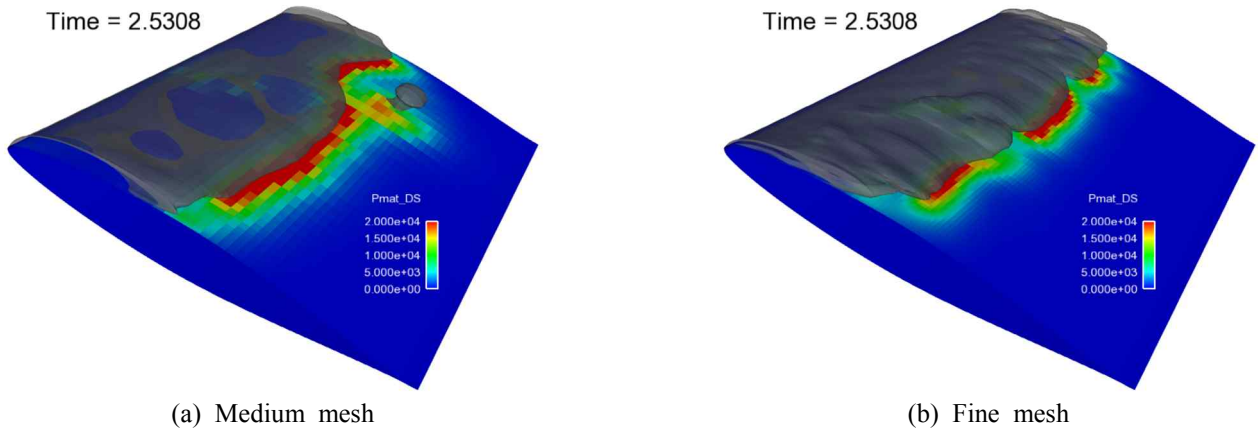


Fig. 11 $P_{mat} / \Delta S$ visualization with void fraction isosurface at 10% - $C_{ref} = 15 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$

By time averaging and by using a threshold to simulate the fact that only sufficient power can damage the material (depending on material constants), the cavitation intensity can then be deduced (see Fig. 12).

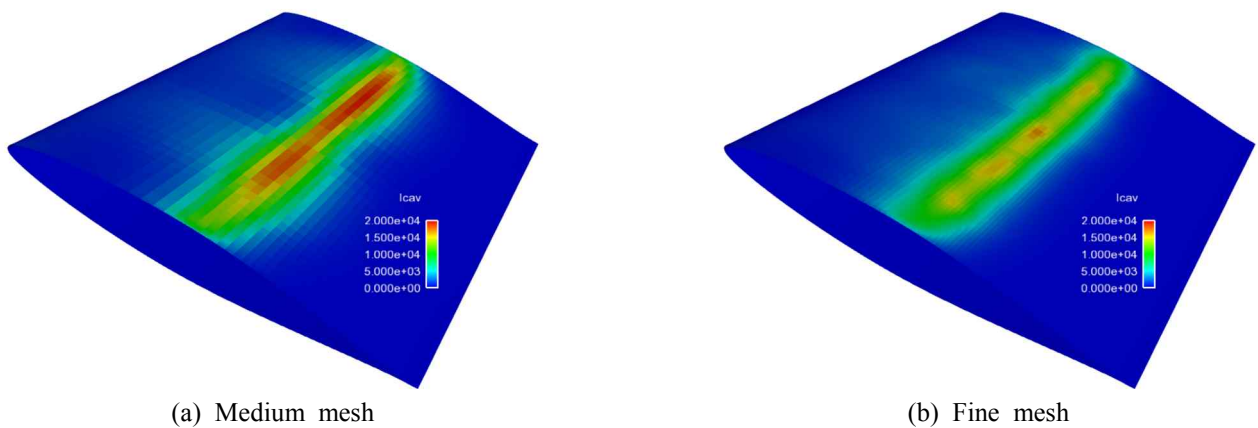


Fig. 12 Cavitation intensity visualization for $P_{thre} / \Delta S = 0 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$ - $C_{ref} = 15 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$

Studies on the influence of the \mathcal{P}_{thre} choices will be discussed right after.

3.4 Cavitation intensity analysis

The experimental volume damaged rate given by pitting tests (V_d i.e. the deformed volume divided by the analyzed sample surface area and test duration) will be compared with the predicted cavitation intensity. This experiment has been performed using different velocities (15, 20, 25, 30 $m \cdot s^{-1}$) and different materials such as aluminum, copper or stainless steel [13]. The velocity influence on the predicted cavitation intensity will be first analyzed. The location of the damaged area (extent and position of the maximum) for each velocity and the effect of the velocity on the maximum intensity will be compared in a relative way, i.e. using dimensionless data for experimental V_d and simulated I_{cav} . Then, the threshold influence on the shape of this prediction will be compared for an inlet velocity of 15 $m \cdot s^{-1}$.

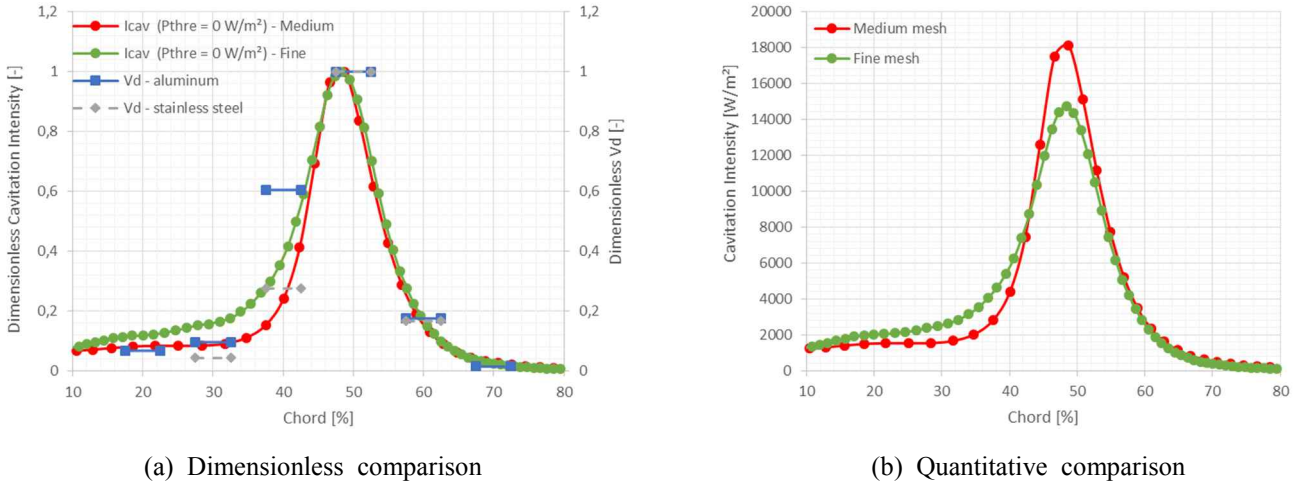


Fig. 13 Comparison of the cavitation intensity using no threshold for different meshes - $C_{ref} = 15 m \cdot s^{-1}$

The prediction on the medium mesh is narrower than the one on the fine mesh near the leading edge but the shape and the eroded area is still well predicted (see Fig. 13). One observe that the maximum of cavitation intensity predicted on the fine mesh is lower than the one on the medium mesh.

The time step influence has also been studied using $4 \cdot 10^{-6} s$ (red), $2 \cdot 10^{-6} s$ (green) and $1 \cdot 10^{-6}$ (black) time steps. The hydrodynamic behavior remains the same (see §3.2) and now the cavitation intensity prediction will be compared (see Fig. 14). Note that when the time step is divided by 2, the CFL number is roughly divided by 2.

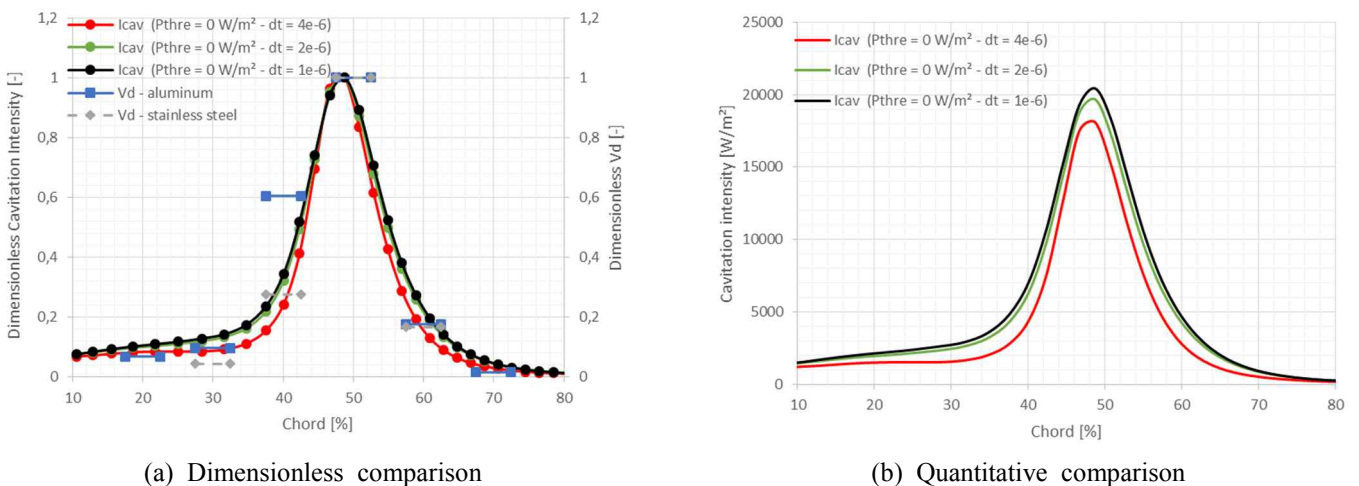


Fig. 14 Comparison between the cavitation intensity using different time step with no threshold - $C_{ref} = 15 m \cdot s^{-1}$

Even if the results using different times steps are of the same order of magnitude, more cavitation intensity is predicted using a smaller time step. In comparison with results using a $4 \cdot 10^{-6} s$ time step, the maximum of cavitation intensity is 9% and 13% higher respectively for $2 \cdot 10^{-6} s$ and $1 \cdot 10^{-6} s$ time step. Further work is in progress to evaluate the time dependency.

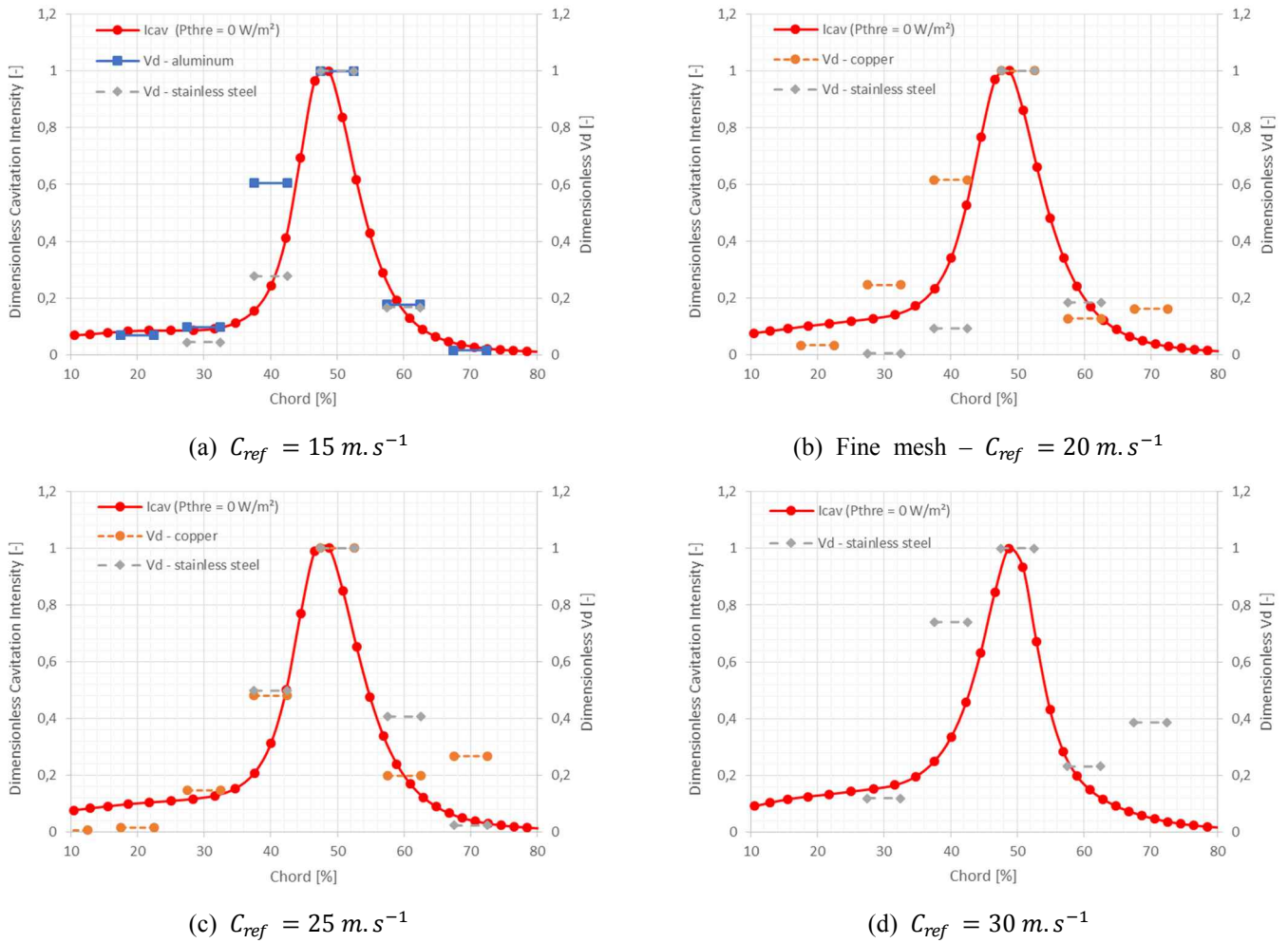


Fig. 15 Comparison between the dimensionless experimental V_d [13] and the cavitation intensity for different V_d velocities on the medium mesh

On the medium mesh, good agreements between experimental V_d and simulated cavitation intensity are found. The eroded area is well predicted and the shape of this erosion too. Nevertheless, the V_d at 70% for $C_{ref} = 20$ and 25 m.s^{-1} for the copper and for $C_{ref} = 30 \text{ m.s}^{-1}$ for the stainless steel is experimentally found higher than the one at 60% of the chord (see Fig. 15(b), 15(c) and 15(d)). The first peak is due to the cavitation sheet closure, which induces the higher intensity. The second one could be explained by cavitation structures collapse which induces some intensity that could damage the material. The fact that only the copper samples have this double-peak shape for the 20 and 25 m.s^{-1} experimental results (see Fig. 15(b) and 15(c)) may be considered as an indication that a threshold, depending on material constants, is needed to get the erosion of the material.

As expected by the dimensional analysis: $[p] \sim 0.5 [\rho] [C_{ref}]^2$ and $[dv(u)] = [C_{ref}]/[L]$, the figure 16 shows a physical dependency of the cavitation intensity with the velocity:

$$[I_{cav}] = [(p - p_{sat}) dv(u)] = [\rho]/[L] [C_{ref}]^3$$

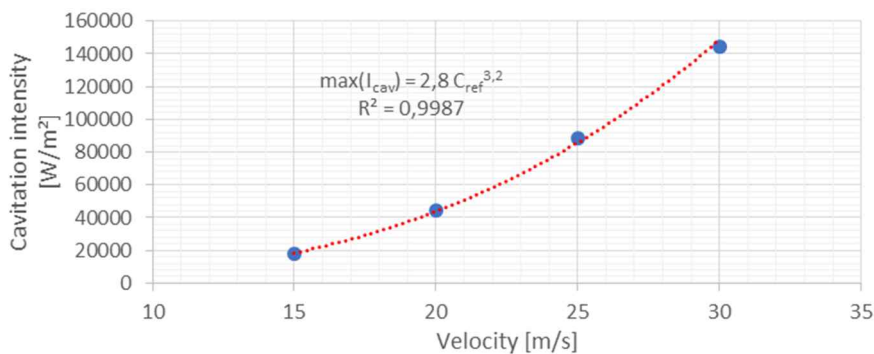


Fig. 16 Maximum of cavitation intensity at mid-span of the hydrofoil as a function of the velocity – medium mesh

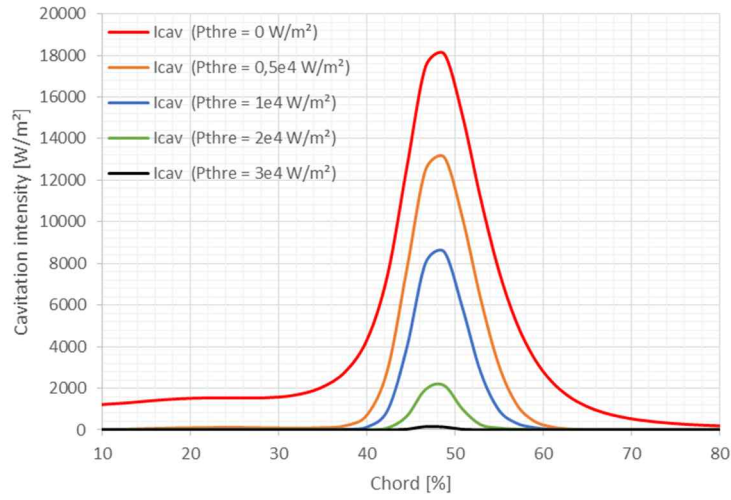


Fig. 17 Comparison of the cavitation intensity using different thresholds - $C_{ref} = 15 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$

Figure 17 shows that the higher the threshold is, the narrower the predicted erosion area is. Moreover, with no threshold, the maximum of cavitation intensity is higher than when a threshold is used. The link between the threshold and the damage experimentally measured on different materials samples is still under process.

4. Conclusion

Based on the literature and on previous works carried out in the scope of scientific collaborations between the University of Grenoble Alpes and EDF R&D, a cavitation intensity model has been developed using *Code_Saturne with cavitation module*. The mechanical loading from the cavitating flow on the material surface is estimated using a post-processing model, based on void fraction and pressure derivatives. This model has been applied to evaluate the aggressiveness of cavitating flows around a NACA hydrofoil. Comparisons between numerical and available experimental results allow the qualitative validation of the proposed approach concerning the prediction of the flow unsteady behavior, of the location and the shape of the eroded prediction and of the influence of the velocity.

Results on a finer mesh have been compared using a $15 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ inlet velocity. No significant difference has been observed in terms of hydrodynamic behavior and cavitation intensity prediction. Thus, results using medium mesh with different inlet velocities seems to be reliable. Results with a smaller CFL number have also been compared and one can note that the smaller the step is, the stronger the predicted cavitation intensity seems to be.

In further work, the link between the threshold and the damage experimentally measured on different materials will be evaluated. The magnitude of this prediction will be compared with the experimental V_d . This cavitation intensity prediction has been applied to make a first prediction of erosion damage in a centrifugal pump [14]. This work is still in progress to improve the comparison with experimental results [15].

Nomenclature

$A_{l/v}$	Quantity A for the liquid (l) or the vapor (v) phase	$\mathcal{P}_{thre}/\Delta S$	Cavitation intensity threshold [$\text{W} \cdot \text{m}^{-2}$]
C_{dest}	Constant of vapor destruction (= 50) [-]	t	Time [s]
C_{prod}	Constant of vapor production (= 10 000) [-]	t_∞	Reference time scale (= l_∞/u_∞) [s]
C_{ref}	Inlet velocity [$\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$]	\mathbf{u}	Velocity vector [$\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$]
E_{cav}	Cavitation energy [J]	u_∞	Reference velocity scale [$\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$]
f_c	Shedding frequency [Hz]	$V_{\text{c\`e}l}$	Volume of a cell [m^3]
I_{cav}	Cavitation intensity [$\text{W} \cdot \text{m}^{-2}$]	V_d	Volume damaged rate [$\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$]
l	Cavitation sheet length [m]	V_{vap}	Volume of vapor [m^3]
L	Chord length [m]	y^+	Dimensionless wall distance [-]
l_∞	Reference length scale (= L) [m]	α	Void fraction [-]
m^-	Destruction of vapor source term [$\text{kg} \cdot \text{m}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}$]	Γ_v	Vaporization source term (Merkle's model)
m^+	Production of vapor source term [$\text{kg} \cdot \text{m}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}$]	ΔS	Surface element area [m^2]
p	Pressure [Pa]	μ	Dynamic viscosity ($\mu_l = 10^{-3}$ and $\mu_v = 10^{-5}$) [$\text{Pa} \cdot \text{s}^{-1}$]
$\mathcal{P}_{cav}/V_{\text{c\`e}l}$	Cavitation power [$\text{W} \cdot \text{m}^{-3}$]	ρ	Density ($\rho_l = 1000$ and $\rho_v = 1$) [$\text{kg} \cdot \text{m}^3$]
$\mathcal{P}_{thre}/\Delta S$	Cavitation intensity threshold [$\text{W} \cdot \text{m}^{-2}$]	Ω	Solid angle [s°]
$\mathcal{P}_{mat}/\Delta S$	Instantaneous cavitation intensity [$\text{W} \cdot \text{m}^{-2}$]		
p_{sat}	Saturation pressure (= 2 000) [Pa]		

References

- [1] Fortes-Patella, R., Archer, A., and Flageul, C., 2012, "Numerical and Experimental Investigations on Cavitation Erosion," IOP Conference Series: Earth and Environmental Science, Vol. 15, No. 2, p. 022013, IOP Publishing.
- [2] Fortes-Patella, R., Choffat, T., Reboud, J.-L., and Archer, A., 2013, "Mass Loss Simulation in Cavitation Erosion: Fatigue Criterion Approach," *Wear*, Vol. 300, No. 1, pp. 205-215.
- [3] Leclercq, C., Archer, A., and Fortes-Patella, R., 2016, "Numerical Investigations on Cavitation Intensity for 3d Homogeneous Unsteady Viscous Flows," IOP Conference Series: Earth and Environmental Science, 49(9), p. 092007, IOP Publishing.
- [4] Archambeau, F., Méchitoua, N., and Sakiz, M., 2004, "Code_Saturne: A Finite Volume Code for the Computation of Turbulent Incompressible Flows - Industrial Applications," *International Journal on Finite Volumes*, Vol. 1, No. 1.
- [5] Chebli, R., Coutier-Delgosha, O., and Audebert, B., 2013, "Numerical Simulation of Unsteady Cavitating Flows using a Fractional Step Method Preserving the Minimum/Maximum Principle for the Void Fraction," IOP Conference Series: Materials Science and Engineering, Vol. 52, No. 2, p. 022031.
- [6] Li, D., and Merkle, C.-L., 2006, "A Unified Framework for Incompressible and Compressible Fluid Flows," *Journal of Hydrodynamics*, Ser. B, Vol. 18, No. 3, pp. 113-119.
- [7] Coutier-Delgosha, O., Fortes-Patella, R., and Reboud, J.-L., 2003, "Evaluation of the Turbulence Model Influence on the Numerical Simulations of Unsteady Cavitation," *Journal of Fluids Engineering*, Vol. 125, No. 1, pp. 38-45.
- [8] EDF R&D, 2003, "Code_Saturne Theory Guide, 4.2.0," ed. Électricité de France, Chatou. See also URL <http://code-saturne.org/cms/documentation/guides/theory>.
- [9] Vogel, A., and Lauterborn, W., 1988, "Acoustic Transient Generation by Laser-Produced Cavitation Bubbles Near Solid Boundaries," *The Journal of the Acoustical Society of America*, Vol. 84, No. 2, pp. 719-731.
- [10] Krumenacker, L., Fortes-Patella, R., and Archer, A., 2014, "Numerical Estimation of Cavitation Intensity," IOP Conference Series: Earth and Environmental Science, Vol. 22, No. 5, p. 052014.
- [11] Van Oosterom, A., and Strackee, J., 1983. "The Solid Angle of a Plane Triangle," *IEEE transactions on Biomedical Engineering*, No. 2, pp. 125-126.
- [12] Pereira, F., Avellan, F., and Dupont, P., 1998, "Prediction of Cavitation Erosion: An Energy Approach," *Journal of fluids engineering*, Vol. 120, No. 4, pp. 719-727.
- [13] Couty, P., 2002, "Physical Investigation of Cavitation Vortex Collapse," Ph. D. Thesis, École Polytechnique Fédérale de Lausanne.
- [14] Leclercq, C., Archer, A., Fortes-Patella, R., and Cerru, F., 2016, "First Attempt on Numerical Prediction of Cavitation Damage on a Centrifugal Pump," accepted to be presented at the FEDSM2017 conference.
- [15] Archer, A., 1998, "Cavitation Pitting Map of a Centrifugal Pump," 3rd International Symposium on cavitation, Vol. 2, pp. 175-181.

Résumé

La cavitation se définit comme le passage d'un fluide de sa phase liquide à sa phase vapeur (vaporisation) du fait d'une dépression. Lors du fonctionnement des machines hydrauliques, cette cavitation peut entraîner une chute de performance et peut aller jusqu'à l'usure des pièces mécanique par arrachement de matière (érosion). Prévoir l'érosion de cavitation serait utile à la fois pour les matériels en projet mais également pour optimiser les périodes de maintenance de ceux existants. Dans cette thèse, seule la partie fluide est considérée, plus particulièrement, le chargement d'un écoulement cavitant sur une paroi solide, appelé « intensité de cavitation ». L'objectif est d'estimer cette intensité à partir de la simulation d'un écoulement cavitant. Des comparaisons entre des simulations 3D (pour un hydrofoil et une pompe) et des données expérimentales sont analysées et une bonne estimation qualitative de l'érosion est obtenue via ce modèle à différentes vitesses d'écoulement. Une tentative de validation quantitative pour le cas d'un hydrofoil est mise en place et semble prometteuse. Dans le but d'enrichir le modèle de prévision de l'intensité de cavitation, des simulations à l'échelle d'une bulle sont également menées. Ces simulations permettent une meilleure compréhension des interactions entre une onde incidente et l'implosion d'une bulle en proche paroi.

Mots clés : cavitation, prévision d'intensité de cavitation, érosion, simulation 3D instationnaire.

Abstract

Cavitation is defined as a vaporization of liquid phase of a fluid into its vapor phase due to a drop of pressure. During hydraulic machinery duty, this cavitation can lead to an efficiency loss and can result to the wear of mechanical parts by mass loss (erosion). The prediction of the erosion is important both for the improvement of hydraulic components at the design stage but also for the optimization of maintenance periods of existing machinery. In this thesis, only the fluid part is considered, more particularly, the mechanical load imposed by a cavitating flow on a material, called « cavitation intensity ». The objective is to estimate this intensity from cavitating flow simulations. Comparisons between 3D simulations (concerning a hydrofoil and a centrifugal pump) and experimental data show that the model provides good qualitative predictions of erosion at different flow velocities. An attempt is made to propose a quantitative validation for a hydrofoil case, with promising results. In order to enrich the cavitation intensity prediction model, simulations at the bubble scale are also performed. These simulations allow for a better understanding of the interaction between an incident pressure wave and the implosion of a near-wall bubble.

Key words : cavitation, cavitation intensity prediction, erosion, 3D unsteady simulation.

Laboratoire LEGI
Université Grenoble Alpes
UMR CNRS 5519
1209-1211 rue de la piscine
38400 Saint Martin d'Hères

EDF R&D - EDF Lab Chatou
Département de Mécanique des Fluides,
Énergies et Environnement
6 Quai Watier
78400 Chatou