N°d'ordre NNT : 2022LYSEI068

THESE de DOCTORAT DE L'UNIVERSITE DE LYON
opérée au sein de
l'Institut National des Sciences Appliquées de Lyon

Ecole Doctorale N° ED 162
Mécanique, Energétique, Génie Civil, Acoustique

Spécialité/ discipline de doctorat :
Génie Mécanique

Soutenue publiquement le 19/07/2022, par :
Zhaofeng HAN

Développement d'un modèle prédictif du procédé de mise en compression par jet d'eau cavitant (*Water Cavitation Peening*)

Devant le jury composé de :

BLAISOT Jean-Bernard	Professeur (Université de Rouen)	Rapporteur
RUDZ Steve	Maître de Conférences HDR (Université d'Orléans)	Rapporteur
MIRALLES Sophie	Maître de Conférences (INSA Lyon)	Examinatrice
ARRIGONI Michel	Professeur (ENSTA Brest)	Examinateur
MABROUKI Tarek	Professeur (ENIT Tunis)	Examinateur
ELGUEDJ Thomas	Professeur (INSA Lyon)	Directeur de thèse
MAUGER Cyril	Maître de Conférences (INSA Lyon)	Co-directeur de thèse
CHAISE Thibaut	Maître de Conférences (INSA Lyon)	Invité

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2022LYSEI068/these.pdf
© [Z. Han], [2022], INSA Lyon, tous droits réservés

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2022LYSEI068/these.pdf
© [Z. Han], [2022], INSA Lyon, tous droits réservés

Département FEDORA – INSA Lyon - Ecoles Doctorales

SIGLE	ECOLE DOCTORALE	NOM ET COORDONNEES DU RESPONSABLE
CHIMIE	**CHIMIE DE LYON** https://www.edchimie-lyon.fr Sec. : Renée EL MELHEM Bât. Blaise PASCAL, 3e étage secretariat@edchimie-lyon.fr	**M. Stéphane DANIELE** C2P2-CPE LYON-UMR 5265 Bâtiment F308, BP 2077 43 Boulevard du 11 novembre 1918 69616 Villeurbanne **directeur@edchimie-lyon.fr**
E.E.A.	**ÉLECTRONIQUE, ÉLECTROTECHNIQUE, AUTOMATIQUE** https://edeea.universite-lyon.fr Sec. : Stéphanie CAUVIN Bâtiment Direction INSA Lyon Tél : 04.72.43.71.70 secretariat.edeea@insa-lyon.fr	**M. Philippe DELACHARTRE** INSA LYON Laboratoire CREATIS Bâtiment Blaise Pascal, 7 avenue Jean Capelle 69621 Villeurbanne CEDEX Tél : 04.72.43.88.63 **philippe.delachartre@insa-lyon.fr**
E2M2	**ÉVOLUTION, ÉCOSYSTÈME, MICROBIOLOGIE, MODÉLISATION** http://e2m2.universite-lyon.fr Sec. : Bénédicte LANZA Bât. Atrium, UCB Lyon 1 Tél : 04.72.44.83.62 secretariat.e2m2@univ-lyon1.fr	**Mme Sandrine CHARLES** Université Claude Bernard Lyon 1 UFR Biosciences Bâtiment Mendel 43, boulevard du 11 Novembre 1918 69622 Villeurbanne CEDEX **sandrine.charles@univ-lyon1.fr**
EDISS	**INTERDISCIPLINAIRE SCIENCES-SANTÉ** http://ediss.universite-lyon.fr Sec. : Bénédicte LANZA Bât. Atrium, UCB Lyon 1 Tél : 04.72.44.83.62 secretariat.ediss@univ-lyon1.fr	**Mme Sylvie RICARD-BLUM** Institut de Chimie et Biochimie Moléculaires et Supramoléculaires (ICBMS) - UMR 5246 CNRS - Université Lyon 1 Bâtiment Raulin - 2ème étage Nord 43 Boulevard du 11 novembre 1918 69622 Villeurbanne Cedex Tél : +33(0)4 72 44 82 32 **sylvie.ricard-blum@univ-lyon1.fr**
INFOMATHS	**INFORMATIQUE ET MATHÉMATIQUES** http://edinfomaths.universite-lyon.fr Sec. : Renée EL MELHEM Bât. Blaise PASCAL, 3e étage Tél : 04.72.43.80.46 infomaths@univ-lyon1.fr	**M. Hamamache KHEDDOUCI** Université Claude Bernard Lyon 1 Bât. Nautibus 43, Boulevard du 11 novembre 1918 69 622 Villeurbanne Cedex France Tél : 04.72.44.83.69 **hamamache.kheddouci@univ-lyon1.fr**
Matériaux	**MATÉRIAUX DE LYON** http://ed34.universite-lyon.fr Sec. : Yann DE ORDENANA Tél : 04.72.18.62.44 yann.de-ordenana@ec-lyon.fr	**M. Stéphane BENAYOUN** Ecole Centrale de Lyon Laboratoire LTDS 36 avenue Guy de Collongue 69134 Ecully CEDEX Tél : 04.72.18.64.37 **stephane.benayoun@ec-lyon.fr**
MEGA	**MÉCANIQUE, ÉNERGÉTIQUE, GÉNIE CIVIL, ACOUSTIQUE** http://edmega.universite-lyon.fr Sec. : Stéphanie CAUVIN Tél : 04.72.43.71.70 Bâtiment Direction INSA Lyon mega@insa-lyon.fr	**M. Jocelyn BONJOUR** INSA Lyon Laboratoire CETHIL Bâtiment Sadi-Carnot 9, rue de la Physique 69621 Villeurbanne CEDEX **jocelyn.bonjour@insa-lyon.fr**
ScSo	**ScSo*** https://edsciencessociales.universite-lyon.fr Sec. : Mélina FAVETON INSA : J.Y. TOUSSAINT Tél : 04.78.69.77.79 melina.faveton@univ-lyon2.fr	**M. Christian MONTES** Université Lumière Lyon 2 86 Rue Pasteur 69365 Lyon CEDEX 07 **christian.montes@univ-lyon2.fr**

*ScSo : Histoire, Géographie, Aménagement, Urbanisme, Archéologie, Science politique, Sociologie, Anthropologie

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2022LYSEI068/these.pdf
© [Z. Han], [2022], INSA Lyon, tous droits réservés

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2022LYSEI068/these.pdf
© [Z. Han], [2022], INSA Lyon, tous droits réservés

Remerciements

Dans un premier temps, j'exprime ma reconnaissance à M. BLAISOT Jean-Bernard, professeur à l'Université de Rouen et M. RUDZ Steve, Maître de Conférences HDR à l'Université d'Orléans, de m'avoir fait honneur d'examiner ce travail en tant que rapporteurs. J'exprime tous mes remerciements à M. ARRIGONI Michel, professeur à l'École Nationale Supérieure de Techniques Avancées Bretagne (ENSTA Bretagne), M. MABROUKI Tarek, professeur à l'École Nationale d'Ingénieurs de Tunis (ENIT Tunis), Mme. MIRALLES Sophie, Maître de Conférences de l'Institut National des Sciences Apliquées Lyon (INSA Lyon), d'avoir accepté de participer au jury.

Je tiens aussi à exprimer toute ma gratitude à mes encadrants de thèse : Thomas ELGUEDJ, Cyril MAUGER et Thibaut CHAISE, je tiens à les remercier pour le soutien qu'ils m'ont apporté au cours des trois dernières années, tant sur le plan de la recherche que sur celui de la vie. Le choc de la Covid-19 pendant cette thèse n'a pas été un bon souvenir pour tout le monde, mais même pendant l'épidémie, ils m'ont apporté un soutien suffisant. Tout l'aide et tous les conseils seront intégrés dans mon travail ultérieur et ils sont inoubliables.

Je tiens à remercier sincèrement Nicolas BOISSON et Mahmoud EL HAJEM pour leur aide précieuse concernant CFD. Un grand merci à Michel ARRIGONI pour sa gentillesse et les nombreuses discussions concernant les capteurs PVDF.

Par ailleurs, je tiens à remercier tous mes collègues et amis qui m'ont soutenu pendant ma thèse, en particulier : Médéric CHAUDEY, Marie GUERDER, Zi Kang LOW, Efoé Rodrigue WALLACE, Tristan DJOURACHKOVITCH, Tristan MAQUART, Thomas JAILIN, Alexis BONETTO, Haoming LUO, Shuai CHEN, Meng WANG, Jin HUANG, Quanshangze DU, Florian MERAY, Ethel-Borel DJEUMEN NKWECHEN, Karine PETUYA, Zineb BOULAAJAJ, Joaquin Eduardo CORNEJO FUENTES, Alexis HINGUE, Pierre GANTIER, Julie TRICLOT, Adrien DIDIER. Reconnaissant pour notre jeunesse et le temps que nous avons passé ensemble.

Je tiens également à remercier tout particulièrement mes parents pour leur soutien et leur éducation au fil des ans. Et, je tiens remercie à ma copine qui travaille en même temps sur sa thèse, nous avons vécu ensemble de nombreux moments heureux et difficiles.

Enfin, je tiens à vous remercier tous à nouveau, ceux que j'ai mentionnés et ceux que je n'ai pas mentionnés. Ma vie est plus riche grâce à vous !

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2022LYSEI068/these.pdf
© [Z. Han], [2022], INSA Lyon, tous droits réservés

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2022LYSEI068/these.pdf
© [Z. Han], [2022], INSA Lyon, tous droits réservés

Résumé

Lors de la fabrication de pièces par usinage classique, des contraintes résiduelles de traction peuvent être induites au matériau. Ces contraintes réduisent la durée de la pièce (corrosion sous contrainte, propagation de fissures...). La mise en compression par jet d'eau cavitant (*Water Cavitation Peening* - WCP) est une technologie innovante qui permet d'introduire une contrainte résiduelle de compression à la surface des pièces, et ainsi augmenter leur durée de vie. Cette nouvelle méthode évite la contamination de la surface lors du processus de traitement et permet de traiter les pièces aux géométries complexes. Cependant, la prédiction des mécanismes physiques en jeu lors de ce procédé reste un défi. Une étape importante pour l'élaboration d'un modèle prédictif du jet d'eau cavitant submergé est la comparaison morphologique entre la simulation CFD et les données expérimentales. Du fait de la complexité de la physique à modéliser et de la difficulté d'obtenir des données expérimentales quantitatives de qualité. Dans ce travail de thèse, une simulation numérique d'un jet d'eau cavitant est réalisée avec ANSYS Fluent. Le modèle de turbulence URANS RNG k-ε modifié par la méthode FBDCM (*Filter-Based Density Correct Model*) est utilisée pour simuler l'écoulement turbulent. Le modèle Mixture est employée pour simuler l'écoulement diphasique. Le modèle de cavitation ZGB (*Zwart-Gerber-Belamri*) considérant l'effet de la contrainte de cisaillement locale est aussi appliqué pour simuler le transfert de masse entre deux phases. Les résultats de la simulation numérique sont comparés à des données expérimentales obtenues à partir d'un banc dédié à l'étude.

Parallèlement, une étude expérimentale exploratoire a aussi été conduite sur une bulle unique de cavitation afin de vérifier la capacité d'un capteur PVDF à mesurer qualitativement l'onde de pression générée lors de l'effondrement de la bulle. Un banc expérimental utilisant une technique de focalisation laser pour générer d'une bulle individuelle est mis en place. La dynamique de la croissance et de l'effondrement des bulles sphériques et l'onde de pression mesuré par PVDF ont été corrélées au modèle analytique de Gilmore. La faisabilité de la mesure quantitativement des ondes de pression par capteur PVDF a été validée.

Mots clés : Traitement de surface, Water cavitation peening, Grenaillage, Simulation numérique, CFD, PVDF, Jet cavitant.

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2022LYSEI068/these.pdf
© [Z. Han], [2022], INSA Lyon, tous droits réservés

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2022LYSEI068/these.pdf
© [Z. Han], [2022], INSA Lyon, tous droits réservés

Abstract

When manufacturing parts by conventional machining, residual tensile stresses can be induced in the material. These stresses reduce the durability of the part (stress corrosion, crack propagation...). Water Cavitation Peening (WCP) is an innovative technology that introduces a residual compressive stress to the surface of the parts, thus increasing their life. This new method avoids surface contamination during the treatment process and allows the treatment of parts with complex geometries. However, the prediction of the physical mechanisms involved in this process remains a challenge. An important step in developing a predictive model of the submerged water cavitating jet is the morphological comparison between CFD simulation and experimental data. Due to the complexity of the physics to be modeled and the difficulty of obtaining quality quantitative experimental data. In this thesis, a numerical simulation of a water cavitating jet is performed with ANSYS Fluent. The URANS RNG k-ε turbulence model modified by the FBDCM (Filter-Based Density Correct Model) method is used to simulate the turbulent flow. The Mixture model is used to simulate the two-phase flow. The cavitation model ZGB (Zwart-Gerber-Belamri) considering the effect of local shear stress is also applied to simulate the mass transfer between two phases. The results of the numerical simulation are compared to experimental data obtained from a dedicated bench.

In parallel, an exploratory experimental study was also conducted on a single cavitation bubble to verify the ability of a PVDF sensor to qualitatively measure the pressure wave generated during the collapse of the bubble. An experimental bench using a laser focusing technique to generate a single bubble is set up. The dynamics of the growth and collapse of spherical bubbles and the pressure wave measured by PVDF were correlated to the analytical model of Gilmore. The feasibility of measuring the pressure wave quantitatively by PVDF sensor was validated.

Keywords: Surface treatment, Water cavitation peening, Peening, Numerical simulation, CFD, PVDF, Cavitating jet.

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2022LYSEI068/these.pdf
© [Z. Han], [2022], INSA Lyon, tous droits réservés

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2022LYSEI068/these.pdf
© [Z. Han], [2022], INSA Lyon, tous droits réservés

Table des matières

Table des matières i

Table des figures v

Liste des tableaux xi

Introduction 5

1 État de l'art 9

1.1 Contexte industriel 11

1.2 Traitement de mise en compression des surfaces 12

1.2.1 Procédé de grenaillage - *Shot Peening* (SP) 14

1.2.2 Procédé de choc laser - *Laser Shock Peening* (LSP) 17

1.2.3 Mise en compression par jet d'eau pure - *Water Jet Peening* (WJP) 22

1.3 Mise en compression par jet d'eau cavitant - *Water Cavitation Peening* (WCP) 26

1.3.1 Phénomène de cavitation 26

1.3.2 Variantes du grenaillage par jet d'eau cavitant 28

1.3.2.1 Jet d'eau cavitant submergé 28

1.3.2.2 Jet d'eau cavitant dans l'air 29

1.4 Méthodologie de l'étude du procédé 30

1.4.1 Simulation numérique du jet d'eau cavitant à l'échelle macroscopique 32

1.4.2 Étude numérique d'une bulle isolée 33

1.5 État de l'art sur l'étude des jets cavitants, leur simulation et l'étude de bulles isolées. 39

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2022LYSEI068/these.pdf
© [Z. Han], [2022], INSA Lyon, tous droits réservés

1.5.1 Simulations numériques de jets d'eau cavitants submergés . . 40
1.5.2 Études expérimentales de jets d'eau cavitant submergés 42
1.5.3 Études d'une bulle cavitation isolée 46
1.6 Synthèse 49

2 Simulation numérique du jet d'eau cavitant submergé 51
2.1 Objectif de la simulation numérique du jet d'eau cavitant 54
2.1.1 Détermination du domaine de simulation 55
2.1.1.1 Domaine de simulation 56
2.1.1.2 Géométrie interne de la buse 56
2.1.2 Paramètres physiques pertinents pour le jet d'eau cavitant . . 57
2.1.2.1 Nombre de Reynolds — *Re* 57
2.1.2.2 Composition du jet d'eau cavitant 58
2.2 Simulation numérique du jet d'eau cavitant submergé — équations Navier-Stokes 59
2.2.1 Simulation numérique de l'écoulement turbulent 60
2.2.1.1 Équations de *Reynolds-Averaged Navier-Stokes* (RANS) 64
2.2.1.2 L'hypothèse de Boussinesq 66
2.2.1.3 Modèle de turbulence 67
2.2.1.4 Modèle de turbulence $k-\varepsilon$ 67
2.2.2 Modèle multiphasique 69
2.2.3 Modèle de cavitation 70
2.2.3.1 L'équation de transfert de masse 71
2.2.3.2 Modèle simplifié de cavitation 72
2.3 Simulation du jet d'eau cavitant submergé 73
2.3.1 Maillage du calcul 73
2.3.1.1 Couche limite et *Wall Function* 74
2.3.1.2 Maillage final 77
2.3.2 Méthode numérique 78
2.4 Résultats de la simulation du jet d'eau cavitant submergé 78
2.4.1 Résultats avec la géométrie réelle et les modèles classiques . . 78
2.4.2 Modification de la géométrie de l'interne de la buse 80
2.4.3 Résultats de modélisation avec la buse modifiée 81
2.4.4 Conclusion des simulations avec les modèles classiques 82
2.5 Modification du modèle 83

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2022LYSEI068/these.pdf
© [Z. Han], [2022], INSA Lyon, tous droits réservés

2.5.1 Modification de la viscosité turbulente du modèle $k-\varepsilon$ 84
2.5.2 Modification de la pression seuil du modèle cavitation 86
2.6 Résultats avec la nouvelle géométrie de buse et l'implémentation des nouveaux modèles 88
2.7 Conclusion 93

3 Étude expérimentale du jet d'eau cavitant submergé et validation du modèle de simulation numérique 95
3.1 Observation du jet d'eau cavitant 97
3.1.1 Dispositif expérimental 97
3.2 Plan expérimental et observation préliminaire 99
3.3 Post-traitement des résultats et analyse 100
3.3.1 Obtention les longueurs du jet d'eau cavitant 100
3.3.2 Fréquence de pulsation du jet d'eau cavitant 104
3.4 Résultats des simulations numériques et de la validation expérimentale 107
3.4.1 Longueur du jet d'eau cavitant 107
3.4.2 Fréquence de pulsation du jet d'eau cavitant 108
3.5 Conclusion 110

4 Vérification de la faisabilité d'une mesure quantitative des ondes de pression sous l'eau par capteur PVDF. 111
4.1 Introduction 113
4.2 Dispositif expérimental 113
4.3 Cavitation optique – dynamique d'une bulle isolée 116
4.3.1 Loin de la paroi rigide 116
4.3.2 Proche de la paroi rigide 118
4.4 Mesure de l'onde de pression par le capteur PVDF 120
4.4.1 Théorie de la mesure de la pression par le capteur PVDF . . . 120
4.4.2 Identification du signal PVDF 122
4.5 Comparaison analytique 126
4.5.1 Modèle prédictif de comportement de dynamique de bulle . . . 126
4.5.2 Modélisation analytique avec le modèle de *Gilmore* 126
4.5.3 Conditions initiales 127
4.5.3.1 Estimation du rayon initial : méthode d'identification à partir de l'image du plasma 128

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2022LYSEI068/these.pdf
© [Z. Han], [2022], INSA Lyon, tous droits réservés

4.5.3.2 Estimation du rayon initial : estimation à partir du *Beam Waist* 129
4.5.3.3 Estimation de la pression initiale 130
4.5.4 Champs de pression dans tout le liquide : *Second-Order Approximation* 131
4.6 Correction expérimentale 133
4.6.1 Effet de la courbure de l'onde de pression sphérique 133
4.6.1.1 Effet de la courbure des ondes de pression dans la direction verticale 134
4.6.1.2 Effet de la courbure des ondes de pression dans le plan horizontal 136
4.6.2 Effet de la propagation des ondes de choc dans différents milieux 137
4.7 Résultats et conclusion 140

Conclusion générale et perspectives **143**

Bibliographie **147**

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2022LYSEI068/these.pdf
© [Z. Han], [2022], INSA Lyon, tous droits réservés

Table des figures

1.1 Les facteurs gouvernant la corrosion sous contrainte [LI 11]. 11
1.2 Fissuration intergranulaire d'une connexion électrique. 12
1.3 Contraintes résiduelles dues au processus de soudage [JUL 14]. 13
1.4 Micrographie électronique à balayage de la couche compression après le procédé de mise en compression par grenaillage de l'alliage d'aluminium AW 7075 [TRŠ 18]. 13
1.5 Exemple de profil de contrainte résiduelle créé par grenaillage [CHA 01]. 14
1.6 Illustrations du grenaillage : (a) Grenaillage par air comprimé ; (b) Grenaillage ultrasonique. [BAG 09] 15
1.7 Courbes de saturation obtenues par intensité Almen [BAR 99]. 17
1.8 Illustration du procédé de grenaillage par le choc laser [KAU 21]. . . 18
1.9 Profils temporels d'intensité du laser et de pression d'impact sur la surface de la pièce traitée [CHA 04]. 20
1.10 Pression maximale de l'impact mesurée en fonction de l'intensité du laser avec le modèle analytique [BER 97]. 21
1.11 (A) Profils de contraintes résiduelles à surface et (B) en profondeur d'une éprouvette d'acier à ressort soumise à un choc laser [GAN 12]. . 22
1.12 Principe du grenaillage par jet d'eau pure [AZH 16a]. 23
1.13 (a) Illustration de la structure d'un jet d'eau dans l'air [AZH 14] ; (b) Image instantanée d'un jet d'eau et l'ampleur de l'érosion d'alliage de titane par jet d'eau à différents Stand-off distances [CHI 09]. 24
1.14 (a) Profils de profondeur des contraintes résiduelles ; (b) Contraintes résiduelles à la surface [TÖN 97]. 25
1.15 Illustration des changements de phases. 27

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2022LYSEI068/these.pdf
© [Z. Han], [2022], INSA Lyon, tous droits réservés

1.16 (a) Dispositif de grenaillage jet d'eau cavitant submergé et (b) processus de balayage d'une éprouvette [SOY 02]. 29
1.17 (a) Dispositif de jet d'eau cavitant dans l'air et (b) schéma de la structure interne de la buse [SOY 04] 29
1.18 Contrainte résiduelle de compression introduite par un jet d'eau cavitant dans l'air, comparée à celle d'un jet d'eau cavitant submergé et au grenaillage de précontrainte. [SOY 04] 30
1.19 Méthodologie d'étude pour la prédiction des contraintes résiduelles [SON 18a] 31
1.20 Schéma de la géométrie du modèle de Sonde [SON 18a]. 32
1.21 Contour de fraction volumique de la vapeur pour une pression d'injection de 30 MPa et ambiante de 0,42 MPa. 33
1.22 Distribution dans la section la plus large du jet d'eau cavitant. 34
1.23 Illustration des mécanismes d'implosion (a) Bulle sphérique isolée ; (b) Bulle asphérique proche d'une paroi. [SON 18a] 35
1.24 (a) Amplitude de l'onde de pression sur une base spatio-temporelle ; (b) zoom de (a) autour de la première zone rebond de la bulle. [SON 18a] 35
1.25 Études paramétriques sur la pression pic et la durée de l'impulsion de pression (a) effet du rayon maximal de bulle R_0 ; (b) effet de la pression ambiante P_∞ ; (c) effet de la pression partielle initiale du gaz P_{go} [SON 18a] 36
1.26 Vitesse du jet rentrant et vitesse d'impact sur la paroi solide en fonction de (a) la distance entre le centre de bulle et la paroi solide normalisée γ ($\gamma = 1.1,\ 1.5,\ 2$ et 2.5, $R_0 = 2\,\mathrm{mm}$ et $P_\infty = 0{,}42\,\mathrm{MPa}$) ; (b) la pression ambiante P_∞ ($P_\infty = 0.105,\ 0.210$ et 0.420, $R_0 = 2\,\mathrm{mm}$ et $\gamma = 1.1$). [SON 18a] 38
1.27 Distribution des contraintes résiduelle introduit par l'onde de pression d'une bulle de cavitation individuelle. [SON 18a] 39
1.28 (a) Distribution de la pression statique dans la direction de l'axe ; (b) Distribution de la fraction volumique de vapeur pour une buse conique et (c) une buse convergente-divergente [ZHA 13]. 41
1.29 Distribution de la fraction volumique de vapeur pour un jet d'eau cavitant submergé avec (a) le modèle cavitation ZGB ; (b) le modèle cavitation proposé par les auteurs ; (c) image expérimentale [YAN 19]. 42

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2022LYSEI068/these.pdf
© [Z. Han], [2022], INSA Lyon, tous droits réservés

1.30 Exemple d'identification des limites du jet d'eau cavitant et de la discontinuité du jet d'eau cavitant [HUT 13] 43
1.31 Images d'échantillons de cuivre traités par un jet d'eau cavitant submergé avec différents diamètres de buse et *standoff distances* [HUT 18] 44
1.32 Proposition d'une nouvelle géométrie de la buse avec un orifice d'écoulement de l'eau et un long tube de guidage [KAM 21] 44
1.33 Schéma du processus de progression du jet d'eau cavitant submergé [KAM 21]. 45
1.34 Distribution spatiale du mode 0 au mode 3 du jet d'eau cavitant [WAT 15] 46

2.1 Image instantanée du jet d'eau cavitant, $p_{\text{inlet}} = 250\,\text{bar}$, $p_{\text{outlet}} = 0\,\text{bar}$. 54
2.2 Schéma de l'enceinte reproduisant le procédé de WCP. 55
2.3 Géométrie interne de la buse dans le dispositif expérimental. 57
2.4 Moyennage temporel pour un écoulement temporellment stable (à gauche) et moyennage d'ensemble pour un écoulement instable (à droite) [FER 02]. 65
2.5 La couche limite turbulente dans la région proche de la paroi et la distribution de la vitesse dans la couche limite. 75
2.6 Traitements de la zone proche de la paroi dans ANSYS Fluent [ANS 13]. 76
2.7 Représentation schématique du domaine de calcul et du maillage de calcul. 77
2.8 (a) Distribution de la fraction volumique de vapeur du jet d'eau cavitant ; (b) Distribution de la pression en dessous de la pression de vapeur saturante. Avec géométrie réelle de la buse ($d_{\text{buse}} = 0{,}27\,\text{mm}$), $p_{\text{inlet}} = 250\,\text{bar}$ et $p_{\text{outlet}} = 0\,\text{bar}$. 79
2.9 (a) Distribution du champ de vitesse ; (b) Distribution de l'énergie cinétique turbulence du jet d'eau cavitant. Avec géométrie réelle de la buse ($d_{\text{buse}} = 0{,}27\,\text{mm}$), $p_{\text{inlet}} = 250\,\text{bar}$ et $p_{\text{outlet}} = 0\,\text{bar}$. 80
2.10 Modification de la géométrie interne de la buse. 81
2.11 (a) Distribution de la fraction volumique de vapeur du jet d'eau cavitant ; (b) Distribution de la pression en dessous de la pression de vapeur saturante. Avec nouvelle géométrie de la buse ($d_{\text{buse}} = 0{,}87\,\text{mm}$), $p_{\text{inlet}} = 250\,\text{bar}$ et $p_{\text{outlet}} = 0\,\text{bar}$. 82

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2022LYSEI068/these.pdf
© [Z. Han], [2022], INSA Lyon, tous droits réservés

2.12 (a) Distribution du champ de vitesse ; (b) Distribution de l'énergie cinétique turbulence du jet d'eau cavitant. Avec nouvelle géométrie de la buse ($d_{\text{buse}} = 0{,}87\,\text{mm}$), $p_{\text{inlet}} = 250\,\text{bar}$ et $p_{\text{outlet}} = 0\,\text{bar}$. 83
2.13 (a) Distribution du champ de vitesse ; (b) Distribution de l'énergie cinétique turbulence du jet d'eau cavitant. Avec nouvelle géométrie de la buse ($d_{\text{buse}} = 0{,}87\,\text{mm}$), $p_{\text{inlet}} = 250\,\text{bar}$ et $p_{\text{outlet}} = 0\,\text{bar}$. 89
2.14 (a) Distribution de la fraction volumique de vapeur du jet d'eau cavitant ; (b) Distribution de la pression en dessous de la pression seuil. Nouvelle géométrie de la buse ($d_{\text{buse}} = 0{,}87\,\text{mm}$), $p_{\text{inlet}} = 250\,\text{bar}$ et $p_{\text{outlet}} = 0\,\text{bar}$. 90
2.15 (a) Distribution de la fraction volumique de vapeur du jet d'eau cavitant submergé. (b) Image instantanée du jet d'eau cavitant. Les deux images sont à la même échelle et sous condition $p_{\text{inlet}} = 250\,\text{bar}$ et $p_{\text{outlet}} = 0\,\text{bar}$. 91
2.16 Évolution du jet d'eau cavitant submergé dans le temps avec $p_{\text{in}} = 250\,\text{bar}$ et $p_{\text{out}} = 0\,\text{bar}$. 92
2.17 Diagramme de la longueur du jet d'eau cavitant en fonction du temps avec $p_{\text{in}} = 250\,\text{bar}$ et $p_{\text{out}} = 0\,\text{bar}$. 93

3.1 Schéma du dispositif expérimental. 97
3.2 Un exemple de visualisation obtenue avec le système d'acquisition. . . 98
3.3 Exemple d'évolution de propagation du jet d'eau cavitant avec les conditions de $p_{\text{injection}} = 250\,\text{bar}$ et $p_{\text{ambiante}} = 0\,\text{bar}$. 101
3.4 Un exemple de post-traitement pour obtenir la longueur du jet d'eau cavitant en phase de croissance (*Growing*) ($p_{\text{injection}} = 250\,\text{bar}$, $p_{\text{ambiante}} = 0\,\text{bar}$). 102
3.5 Un exemple de post-traitement pour obtenir la longueur du jet d'eau cavitant en phase de détachement (*Shedding*) ($p_{\text{injection}} = 250\,\text{bar}$, $p_{\text{ambiante}} = 0\,\text{bar}$). 103
3.6 Un exemple de post-traitement pour obtenir la longueur du jet d'eau cavitant en phase de l'effondrement (*Collapsing*)($p_{\text{injection}} = 250\,\text{bar}$, $p_{\text{ambiante}} = 0\,\text{bar}$). 104
3.7 Diagramme de la longueur du jet d'eau cavitant en fonction du temps avec $p_{\text{injection}} = 250\,\text{bar}$ et $p_{\text{ambiante}} = 0\,\text{bar}$. 105

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2022LYSEI068/these.pdf
© [Z. Han], [2022], INSA Lyon, tous droits réservés

3.8 Distribution dans le domaine des fréquences de la longueur du jet de cavitation, pression d'injection variables $p_{\text{injection}} = 50$, 100, 150, 200 et 250 bar, pression ambiante constante $p_{\text{ambiante}} = 0$ bar. 106
3.9 Distribution dans le domaine des fréquences de la longueur du jet de cavitation, pression ambiante variables $p_{\text{ambiante}} = 1$, 2, 3, 4 et 5 bar, pression d'injection constante $p_{\text{injection}} = 250$ bar. 106
3.10 Évolution de la longueur normalisée du jet d'eau cavitant submergé (L/d_{buse}) en fonction du nombre de cavitation σ et comparaison des résultats simulations numériques et des résultats expérimentaux. . . . 108
3.11 Géométrie de la buse ; Nombre de Strouhal St pour le détachement des nuages de cavitation variant avec le nombre de cavitation σ [NIS 12].109
3.12 Évolution du nombre de Strouhal St pour le détachement du nuage de cavitation en fonction du nombre de cavitation σ et comparaison des résultats des simulations numériques avec les résultats expérimentaux. 110

4.1 Schéma du dispositif expérimental. 114
4.2 Schéma de la position relative de la bulle dans le réservoir d'eau, de la position d'installation du capteur PVDF et de la structure du capteur PVDF. 115
4.3 Évolution du rayon d'une bulle loin de la paroi ($\gamma = 8,85$). 117
4.4 Exemple de dynamique de la bulle loin de paroi ($\gamma = 8,85$). 118
4.5 Dynamique de la bulle proche de paroi rigide pour $\gamma = 2{,}87$. 119
4.6 Dynamique de la bulle proche de paroi rigide pour $\gamma = 0{,}94$. 120
4.7 Capacité d'un capteur PVDF (1 mm) avec un niveau d'oscillation de 500 mV sur une plage de 40 Hz à 500 MHz, $S = 1\,\text{mm}^2$. 122
4.8 (a) La comparaison de différents signaux filtrés du capteur PVDF pour $\gamma = 36,4$, la courbe du signal bleu est le signal PVDF avant filtrage, la courbe verte est le signal PVDF filtré à 40 MHz et la courbe rouge est le signal PVDF filtré à 25 MHz. (b) Zoom sur le pic généré par l'effondrement de la bulle. 123
4.9 Représentation des distances parcourues par l'onde de pression suite aux multiples réflexions sur les parois de la cuve. 125
4.10 Mesure quantitative par un capteur PVDF pour $\gamma = 36{,}4$. La croix rouge représente la maximale valeur d'onde de pression générée par le premier effondrement de la bulle. 125

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2022LYSEI068/these.pdf
© [Z. Han], [2022], INSA Lyon, tous droits réservés

4.11 Exemple de mesure de la taille du plasma $d \approx 120\,\mu\text{m}$. 128
4.12 Schéma de la trajectoire du laser à travers le jeu de lentilles. 130
4.13 Évolution du rayon de la bulle : comparaison entre les données expérimentales et le modèle de Gilmore pour $\gamma = 10{,}1$. 132
4.14 (**a**) Comparaison de l'évolution de la pression pour $\gamma = 10{,}1$ du capteur PVDF et du modèle de propagation de l'onde. (**b**) Zoom sur la pression de pic causée par l'effondrement de la bulle. 133
4.15 Schéma de la déviation de la courbure dans la direction verticale. . . 134
4.16 Exemples de disparité théorique captée par le capteur PVDF pour différents distances d_s, avec une constante $R_{max} = 0{,}8\,\text{mm}$. Toutes les valeurs de pression ont été normalisées par la pression maximale au centre du capteur PVDF. (**a**) $d_s = 1{,}6\,\text{mm}$, (**b**) $d_s = 2{,}4\,\text{mm}$, (**d**) $d_s = 4\,\text{mm}$. (**c**) Estimation de l'erreur ε_{cur} pour différentes distances d_s. 135
4.17 Schéma de la déviation de la courbure dans le plan horizontal. 136
4.18 Exemples de disparité théorique captée par le capteur PVDF pour différentes valeurs de la déviation centrale e, avec une constante distance $d_s = 1{,}6\,\text{mm}$ et une constante $R_{max} = 0{,}8\,\text{mm}$. Toutes les valeurs de pression ont été normalisées par la pression maximale au centre du capteur PVDF de l'exemple (**a**) avec $e = 0\,\text{mm}$. (**b**) $e = 0{,}5\,\text{mm}$, (**c**) $e = 1\,\text{mm}$, (**d**) Estimation de l'erreur ε_{dev} pour différentes valeurs de la déviation centrale e. 137
4.19 Schéma de la propagation d'une onde de choc entre différents milieux. 139
4.20 Diagramme des polaires de choc dans le plan pression – vitesse matérielle pour un milieu de propagation composé d'eau, PVDF et PMMA, abordé par une onde d'intensité 1 MPa. 140
4.21 Comparaison des valeurs maximales de l'onde de pression du premier effondrement et celles prédites par le modèle analytique Gilmore pour différentes distances γ avec différents rayons initial R_0. Toutes les valeurs mesurées contiennent une estimation de l'incertitude avec un niveau de confiance de 95 %. 141
4.22 Schéma du dispositif expérimental du porte-échantillon - hexapode. . 146

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2022LYSEI068/these.pdf
© [Z. Han], [2022], INSA Lyon, tous droits réservés

Liste des tableaux

3.1 Récapitulatif du plan d'expérience 99

4.1 Caractéristiques du capteur PVDF utilisé. [BAU 04] 116
4.2 Paramètres utilisés dans le modèle de Gilmore à 23 °C. 128
4.3 La masse volumique et la vitesse de propagation d'onde de différents milieux (23 °C). 138

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2022LYSEI068/these.pdf
© [Z. Han], [2022], INSA Lyon, tous droits réservés

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2022LYSEI068/these.pdf
© [Z. Han], [2022], INSA Lyon, tous droits réservés

Nomenclature

Lettres latines

c	vitesse du son
C	capacité totale de la chaîne d'acquisition
C_f	coefficient de frottement de la paroi
d	diamètre hydraulique
d_{buse}	diamètre de l'orifice de la buse
d_s	distance entre le centre de la bulle et PVDF
d_{33}	coefficient piézoélectrique
D_{beam}	faisceau collimaté mesure
e	valeur de déviation centrale
f	distance focale de la lentille de focalisation
f_k	paramètre empirique
f_{jet}	fréquence de pulsation du jet d'eau cavitant
f_{DCM}	facteur de correction de DCM
f_{FBM}	facteur de correction de FBM
f_{FBDCM}	facteur de correction de FBDCM
$\vec{F}$	forces externes
F	force résultante appliquée à la surface
F_{vap}	coefficient d'évaporation
F_{cond}	coefficient de condensation
$\vec{g}$	gravité
h	enthalpie du fluide
H	différence d'enthalpie entre l'interface de la bulle et le milieu ambiant dans l'eau
k	énergie cinétique turbulente
l	longueur du côté du réservoir
L	longueur du jet
L_η	dimension de Kolmogorov
Δ_m	taille de maillage locale
M^2	qualité du faisceau laser
n	nombre de phases dans l'écoulement mixte

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2022LYSEI068/these.pdf
© [Z. Han], [2022], INSA Lyon, tous droits réservés

n_{bulle}	densité du nombre de bulles
p	pression locale dans le liquide
p_0	pression initiale lorsque la bulle est encore à l'état de plasma
p_b	pression à l'interface de la bulle
p_v	pression de vapeur saturante
p_{seuil}	pression seuil
$p_{\text{injection}}$	pression d'injection
p_{ambiante}	pression ambiante
Δp	différence de pression entre la pression d'injection et ambiante
Q	valeur de la charge de deux côtés du capteur PVDF
R	rayon de bulle
R_{net}	taux de changement de phase net
R_0	rayon initial lorsque la bulle est encore à l'état de plasma
R_{max}	rayon maximal de bulle
$R_{\text{équilibre}}$	rayon critique de pression d'équilibre
Re	nombre de Reynolds
S	surface de zone active de PVDF
St	nombre de Strouhal
t_{Rayleigh}	temps de Rayleigh
T	température
Z	impédance acoustique
u_τ	vitesse de frottement
u^+	vitesse d'écoulement adimensionnel
U	vitesse du fluide
U	vitesse du jet à la sortie de la buse
U_{tension}	valeur de la tension mesurée aux bornes du capteur
$\overrightarrow{v_v}$	vitesse de la phase vapeur
$\overrightarrow{v_{dr,k}}$	vitesse de dérive pour la phase secondaire
w	largeur du jet
y	hauteur de première couche du maillage au niveau de la paroi
y^+	distance adimensionnelle à la paroi

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2022LYSEI068/these.pdf
© [Z. Han], [2022], INSA Lyon, tous droits réservés

Lettres grecques

α	fraction volumique de vapeur
α_{nuc}	fraction volumique du site de nucléation
γ	distance normalisée
$\dot{\gamma}$	taux de déformation de cisaillement
δ_{ij}	delta de Kronecker
Δ	taille de la taille locale de maillage
ε	vitesse de dissipation de la turbulence
θ	demi-angle de divergence du faisceau
λ	longueur d'onde du laser
λ_t	conductivité thermique
λ_{filtre}	taille du filtre
μ	viscosité dynamique du fluide
μ_m	viscosité mixte
μ_v	viscosité de volume
μ_t	viscosité turbulente
ν_l	viscosité cinématique du liquide
ν_t^{LES}	viscosité turbulente de sous-maillage obtenue par un modèle LES
ν_t^{RANS}	viscosité turbulente du modèle RANS
ρ	masse volumique du fluide
ρ_m	masse volumique mixte
σ	nombre de cavitation
σ_s	tension superficielle
σ_k	nombres de Prandtl de k
σ_ε	nombres de Prandtl de ε
$\overline{\overline{\tau}}$	tenseur des contraintes visqueuses
τ_w	contrainte de cisaillement de la paroi
ω	rayon du *Beam Waist* du faisceau avant la lentille de focalisation
ω_0	rayon du *Beam Waist* du faisceau après la lentille de focalisation

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2022LYSEI068/these.pdf
© [Z. Han], [2022], INSA Lyon, tous droits réservés

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2022LYSEI068/these.pdf
© [Z. Han], [2022], INSA Lyon, tous droits réservés

Introduction

L'énergie nucléaire est une source importante de production d'électricité. Aujourd'hui, il existe deux principaux types de réacteurs nucléaires. Le Réacteur à Eau Pressurisée (REP) qui composé par deux circuits fermés. Le réacteur nucléaire chauffe directement l'eau du premier circuit, après quoi la chaleur est échangée avec le second circuit par l'intermédiaire d'un générateur de vapeur afin de produire la vapeur à haute pression dans le second circuit pour entraîner les turbines. Le deuxième type de réacteur est à Eau Bouillante (REB), dans lequel les turbines sont pilotées par la vapeur générée directement par le chauffage du réacteur nucléaire. Quel que soit le type de réacteur nucléaire, tous les composants sont exposés à des températures, des pressions et des radiations élevées pendant de longues périodes. Il est d'autant plus important de garantir la sécurité et la stabilité de leur fonctionnement à long terme. La corrosion sous contrainte (CSC) est l'une des sources connues de réduction de la résistance à la fatigue des pièces métalliques, entraînant une défaillance prématurée des pièces. Outre les températures élevées, les hautes pressions et les environnements de service corrosifs auxquels les pièces métalliques sont exposées, les contraintes résiduelles de traction générées lorsque le processus de fabrication conventionnel sont également une cause importante de corrosion sous contrainte.

Le procédé de mise en compression de surface est une méthode reconnue de traitement de surface qui peut améliorer efficacement la résistance à la fatigue des pièces et augmenter la durée de vie de la pièce. Ce procédé introduit une contrainte de compression à la surface de la pièce pour retarder la création et la propagation des fissures. Aujourd'hui, le grenaillage de précontrainte (*Shot Peening* - SP) est largement utilisé pour le traitement de surface des pièces afin de réduire les effets des contraintes résiduelles de traction. Ce procédé consiste à projecteur des billes solides en diamètre compris entre 0,3 mm et 2 mm sur les pièces, où la surface est

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2022LYSEI068/these.pdf
© [Z. Han], [2022], INSA Lyon, tous droits réservés

soumise à des impacts répétés, créant une couche de contraintes résiduelles de compression. En raison de sa facilité d'utilisation et de son économie, ce procédé est largement utilisé dans le domaine industriel, mais il existe plusieurs points négatifs. Par exemple, l'impact direct des billes qui n'est pas du même matériau peut contaminer la surface de la pièce, ce procédé ne peut pas traiter les pièces avec la géométrie complexe. En plus du grenaillage de précontrainte SP, il existe d'autres procédés de traitements de surface, tels que le grenaillage par choc laser (*Laser Shock Peening* - LSP), le grenaillage par ultrason (*Ultrasonic Shot Peening* - USP). En raison de leur complexité opérationnelle, ces méthodes sont peu utilisées dans la pratique. Une alternative séduisante réside est la mise en compression par jet d'eau cavitant (*Water Cavitation Peening* - WCP). Les pièces à traiter sont immergées et un jet d'eau à grande vitesse est envoyé sur la surface de la pièce à traiter. L'important gradient de vitesse entre le noyau du jet d'eau et le liquide ambiant conduit à une couche de fort cisaillement où va se former un phénomène de cavitation. Les ondes de pression générées par l'effondrement des poches de vapeur vont impacter la surface à traiter et changer mécanique cette dernière. Des contraintes résiduelles de compression sont alors générées à la surface de la pièce. L'application du procédé de WCP et l'influence de différents paramètres sur l'efficacité du traitement de surface ont été largement étudiées d'un point de vue expérimental et son efficacité a été prouvée. Cependant, en raison de la complexité de la physique des jets d'eau cavitants submergés, (écoulement turbulent, diphasique, phénomènes de transfert de masse et les forts cisaillements), peu d'études numériques du jet d'eau cavitant ont été réalisées. Par conséquent, dans cette thèse, afin de mieux comprendre le processus du jet d'eau cavitant et proposer un modèle prédictif du WCP, des simulations numériques ont été réalisées.

Cette thèse est organisée de la manière suivante. Les conditions dans lesquelles la corrosion sous contrainte (CSC) se produit et son contexte seront d'abord examinés au chapitre 1. Après avoir établi que le procédé de mise en compression de surface pouvait atténuer le phénomène de CSC, divers procédés traditionnels de mise en compression de surface seront présentés en détail tel que le grenaillage de précontrainte (*Shot Peening* - SP), le grenaillage par choc laser (*Laser Shock Peening* - LSP), le grenaillage par ultrason (*Ultrasonic Shot Peening* - USP) et le grenaillage par jet d'eau pure (*Water Jet Peening* - WJP). Les avantages et les inconvénients de ces procédés seront examinés dans ce chapitre. Les principes et les processus du

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2022LYSEI068/these.pdf
© [Z. Han], [2022], INSA Lyon, tous droits réservés

jet d'eau cavitant sont décrits ici et certaines recherches existantes sont examinées en détail. Finalement, le chemin d'étude de ce travail de thèse sera mis en place dans ce chapitre. Dans le chapitre 2, le modèle numérique sera mis en place à l'aide de ANSYS Fluent. La méthodologie et le processus seront présentées en détail. Les modifications sur les modèles seront aussi discutées. Afin de réaliser la validation de ces simulations, un banc expérimental capable de générer du jet d'eau cavitant sera présenté au chapitre 3. Les résultats d'expérimentaux et les résultats de simulations numériques seront confrontés qualitativement en termes de morphologique et caractéristique dynamique du jet d'eau cavitant. Enfin, la faisabilité d'une mesure de pression par capteur PVDF sera examinée sur une bulle isolée au chapitre 4. Le banc expérimental utilisé pour produire des bulles de cavitation individuelles sera également présentés. Enfin, une conclusion du travail effectué au cours de cette thèse sera présenté ainsi que les perspectives à venir.

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2022LYSEI068/these.pdf
© [Z. Han], [2022], INSA Lyon, tous droits réservés

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2022LYSEI068/these.pdf
© [Z. Han], [2022], INSA Lyon, tous droits réservés

Chapitre 1

État de l'art

Dans ce chapitre, le travail de cette thèse sera positionné par rapport au contexte industriel. Certains problèmes inhérents au processus de production industrielle et aux applications pratiques seront décrits. Les méthodes traditionnelles de traitement de surface, telles que la mise en compression par grenaillage, seront examinées. Le principe physique grâce auquel les traitements de surface augmentent la durée de vie d'une pièce sera décrit en détail. D'autres types de traitements de surface tels que Laser Shot Peening, Water Jet Peening et Water Cavitation Peening seront également présentés. Après quoi le principe, ainsi que les avantages et inconvénients du jet d'eau cavitant seront mis en évidence. À la fin de ce chapitre, la méthodologie de l'étude du procédé sera présentée. L'état de l'art sur les éléments saillants de cette méthodologie, simulation CFD de jets cavitants, mesure et prédiction des pressions générées par l'effondrement de bulles seront aussi présentés.

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2022LYSEI068/these.pdf
© [Z. Han], [2022], INSA Lyon, tous droits réservés

Sommaire

1.1 Contexte industriel 11

1.2 Traitement de mise en compression des surfaces 12

1.2.1 Procédé de grenaillage - *Shot Peening* (SP) 14

1.2.2 Procédé de choc laser - *Laser Shock Peening* (LSP) 17

1.2.3 Mise en compression par jet d'eau pure - *Water Jet Peening* (WJP) 22

1.3 Mise en compression par jet d'eau cavitant - *Water Cavitation Peening* (WCP) 26

1.3.1 Phénomène de cavitation 26

1.3.2 Variantes du grenaillage par jet d'eau cavitant 28

1.3.2.1 Jet d'eau cavitant submergé 28

1.3.2.2 Jet d'eau cavitant dans l'air 29

1.4 Méthodologie de l'étude du procédé 30

1.4.1 Simulation numérique du jet d'eau cavitant à l'échelle macroscopique 32

1.4.2 Étude numérique d'une bulle isolée 33

1.5 État de l'art sur l'étude des jets cavitants, leur simulation et l'étude de bulles isolées. 39

1.5.1 Simulations numériques de jets d'eau cavitants submergés . . 40

1.5.2 Études expérimentales de jets d'eau cavitant submergés . . . 42

1.5.3 Études d'une bulle cavitation isolée 46

1.6 Synthèse 49

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2022LYSEI068/these.pdf
© [Z. Han], [2022], INSA Lyon, tous droits réservés

1.1 Contexte industriel

La corrosion sous contrainte est un phénomène courant dans le domaine industriel, désigné sous le sigle de CSC. Il s'agit de la croissance de fissures dans un environnement corrosif. Le phénomène de CSC peut provoquer une rupture inattendue et soudaine des matériaux lorsque des alliages métalliques sont soumis à une contrainte de traction, en particulier à des températures élevées [DAV 98]. Le phénomène de CSC se produit lorsque trois conditions sont simultanément réunies : un milieu agressif, un matériau susceptible et un état de traction mécanique (1.1).

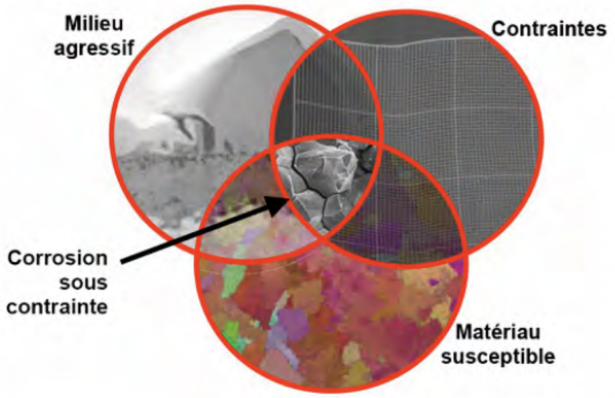


FIGURE 1.1 – Les facteurs gouvernant la corrosion sous contrainte [LI 11].

En général, le phénomène de CSC réduit considérablement la durée de vie des pièces mécaniques. Notamment dans les réacteurs nucléaires, les composants travaillent dans des conditions extrêmes de température et de pression. Pour les réacteurs à eau pressurisée, à l'intérieur de la cuve des réacteurs, l'eau est chauffée jusqu'à 300 °C et pour éviter l'ébullition de l'eau, la pression interne du circuit primaire est maintenue à une pression élevée de 155 bar pendant une longue période. Même dans les réacteurs à eau bouillante, qui entraîne directement la turbine par la vapeur, des pressions allant jusqu'à 75 bar sont possibles [ARE 04]. D'autre part, les aciers austénitiques et les alliages à base nickel sont largement utilisés dans la fabrication de pièces pour les réacteurs nucléaires. Ce sont des matériaux susceptibles [BRU 88, KUN 88, ISH 05]. Lors des processus de fabrication des pièces, par usinage, meulage ou d'autres procédés industriels, la production de certains défauts de surface, tels que la piqûre de corrosion, est inévitable. Ces défauts constituent des zones de concentration de contraintes qui vont initier des microfissures sur la surface

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2022LYSEI068/these.pdf
© [Z. Han], [2022], INSA Lyon, tous droits réservés

similaire à la figure 1.2. En outre, lors des phases d'assemblage, par exemple, lors d'un processus de soudage, des contraintes résiduelles sont également générées par le retrait en raison de l'incompatibilité de la déformation du matériau soudé et du matériau brut (figure 1.3). La région soudée est également une région où les fissures sont le plus souvent observées.

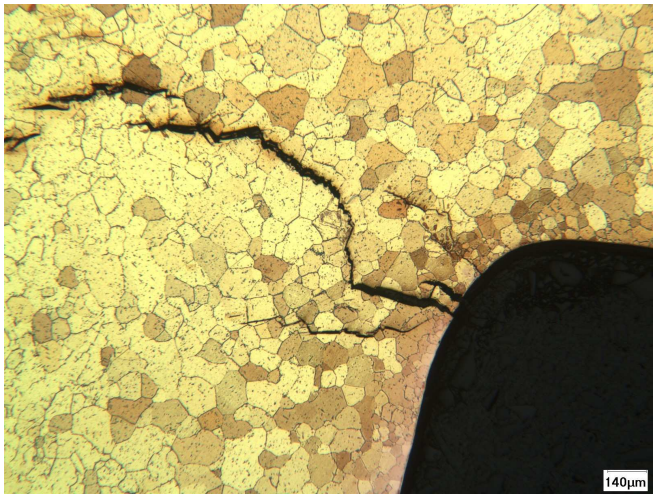


FIGURE 1.2 – Fissuration intergranulaire d'une connexion électrique.

En service, les contraintes résiduelles ou dues au chargement de traction vont accélérer la propagation de ces microfissures dans le matériau et vieillir prématurément la pièce. Par conséquent, la corrosion sous contrainte (CSC) affectera radicalement la fiabilité des pièces, réduisant considérablement leur durée de vie. Ainsi, les procédés de mise en compression des surfaces, qui permettent de diminuer ces contraintes de traction en introduisant une couche de contraintes de compression à la surface, se présentent comme une solution nécessaire. Ces méthodes vont freiner la propagation des microfissures et donc augmenter la durée de vie des pièces.

1.2 Traitement de mise en compression des surfaces

Afin d'améliorer les propriétés des pièces, augmenter la résistance à la fatigue et leur durée de vie, différents processus industriels basés sur la mécanique, la chimie, la métallurgie et la thermique sont utilisées. L'objectif est de modifier l'état et les

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2022LYSEI068/these.pdf
© [Z. Han], [2022], INSA Lyon, tous droits réservés

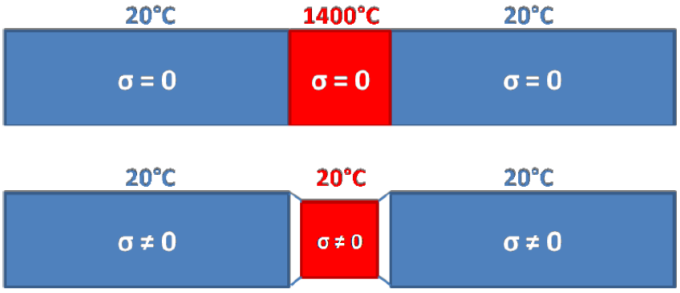


FIGURE 1.3 – Contraintes résiduelles dues au processus de soudage [JUL 14].

propriétés de la surface d'une pièce.

La mise en compression est un traitement mécanique de la surface de la pièce. En introduisant une déformation superficielle à la pièce, ce processus va créer une couche de contraintes de compression proche de la surface. Ces contraintes résiduelles de compression permettent de retarder considérablement la création et la propagation de microfissures dues aux contraintes résiduelles de traction pendant les étapes de fabrication. Cette déformation plastique superficielle de la pièce induit également une rugosité différente, voir figure 1.4. Ainsi, l'efficacité et la faisabilité de procédés de mise en compression de surface ont été largement prouvées et appliquées [CHA 02, BHU 10, TRŠ 18].

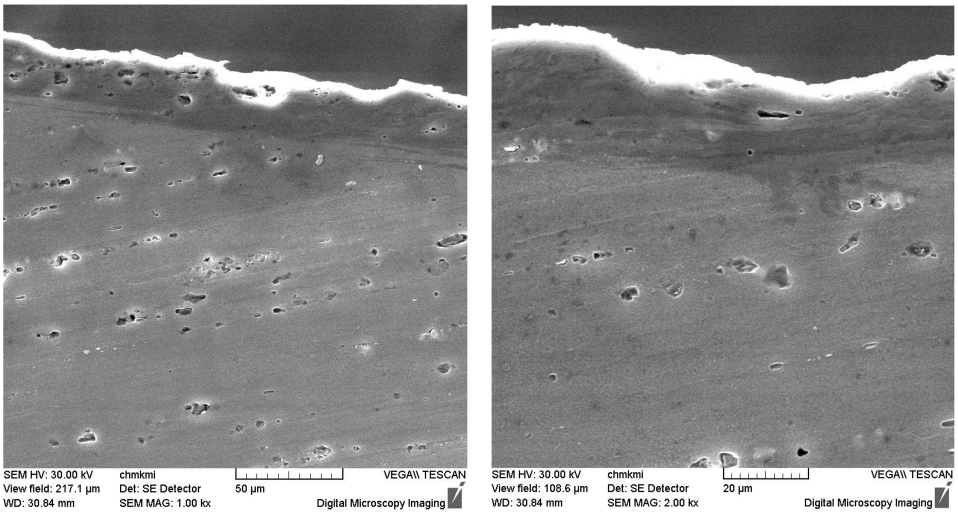


FIGURE 1.4 – Micrographie électronique à balayage de la couche compression après le procédé de mise en compression par grenaillage de l'alliage d'aluminium AW 7075 [TRŠ 18].

Aujourd'hui, plusieurs processus industriels permettant de réaliser la mise en

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2022LYSEI068/these.pdf
© [Z. Han], [2022], INSA Lyon, tous droits réservés

compression de surface existent et sont largement utilisés. Par exemple la mise en compression par grenaillage *Shot Peening* (SP) qui est le processus le plus utilisé dans le domaine d'industriel. Le procédé de choc laser *Laser Shock Peening* (LSP) et le procédé de traitement par jet d'eau pure *Water Jet Peening* (WJP) sont également développés et couramment utilisés. Dans cette section, différents procédés de mise en compression seront introduits.

1.2.1 Procédé de grenaillage - *Shot Peening* (SP)

La mise en compression par grenaillage de précontrainte est une méthode de traitement de surface appliquée largement dans le domaine d'industriel afin d'augmenter la résistance à la fatigue des métaux. Ce processus consiste à éjecter une grande quantité de petites billes en métal, céramique ou verre sur la surface de pièce. Chaque impact de bille, à grande vitesse, introduit une déformation plastique sur la pièce. Combinant une grande quantité d'impact sur la surface, une couche de contraintes résiduelles de compression est générée dans le matériau comme montré sur la figure 1.5 présentant un profil classique de contrainte résiduelle au voisinage de la surface après un processus de grenaillage conventionnel.

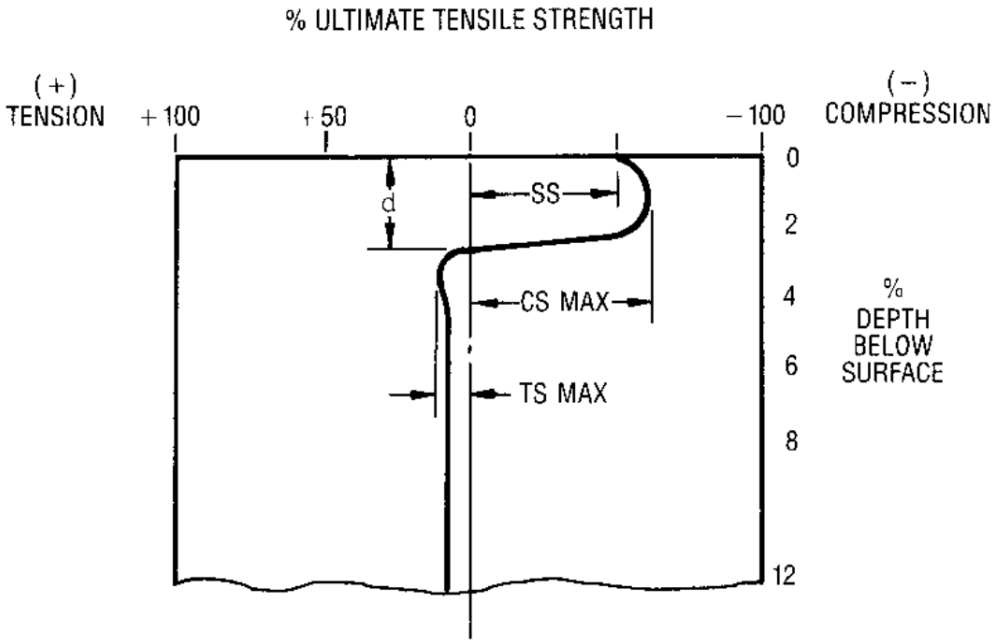
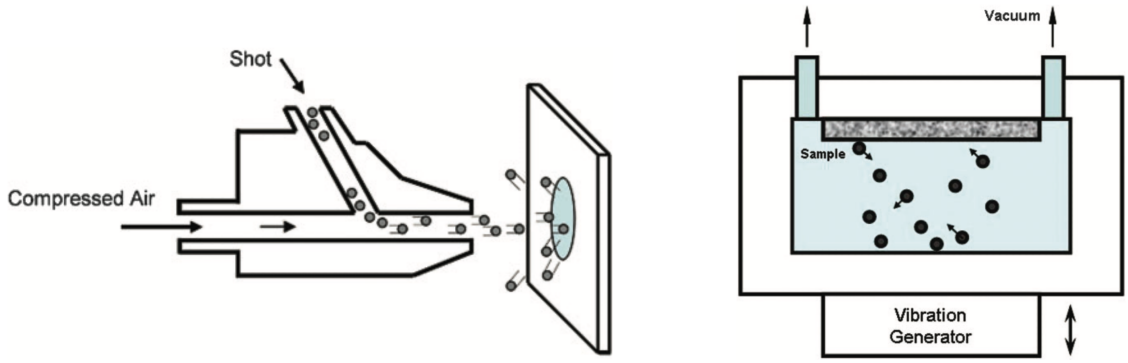


FIGURE 1.5 – Exemple de profil de contrainte résiduelle créé par grenaillage [CHA 01].

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2022LYSEI068/these.pdf
© [Z. Han], [2022], INSA Lyon, tous droits réservés

Le processus traditionnel de traitement par grenaillage est le grenaillage par air comprimé. Ensuite, comme indiqué sur la figure 1.6-(a), des billes d'un diamètre compris entre 0,3 mm et 2 mm sont accélérées par l'air comprimé. La vitesse de sortie atteint environ $100\,\mathrm{m\,s^{-1}}$ pour des billes. Ensuite, les billes à grande vitesse vont frapper la surface de la pièce. La taille des billes, la vitesse d'impact, l'angle d'impact, les matériaux de la pièce et des billes sont les paramètres clés pilotant la quantité de contraintes résiduelles de compression introduites [BHU 10]. Avec les avantages de sa flexibilité d'utilisation, de son faible coût, il est l'un des procédés les plus utilisés dans l'industrie aujourd'hui. Le grenaillage par air comprimé est appliquée largement dans l'aviation, l'aérospatiale, l'automobile et d'autres domaines industriels. Par contre, le contrôle de plusieurs de ces paramètres, par exemple, la vitesse d'impact de grenaillage et l'état des billes pendant le processus est compliqués, et quand de la réutilisation des billes, beaucoup de déchets produits.



(a) (b)

FIGURE 1.6 – Illustrations du grenaillage : (a) Grenaillage par air comprimé ; (b) Grenaillage ultrasonique. [BAG 09]

Le grenaillage ultrasonique (*Ultrasonic Shot Peening*) est un procédé plus récent. La figure 1.6-(b) est un schéma simple du principe du grenaillage ultrasonique. Les billes sont accélérées par un générateur d'ultrasons. Les billes et la pièce sont confinées dans une chambre et la surface de pièce est donc frappée par les billes. Généralement, la taille des billes utilisées est plus grande que celle utilisée en grenaillage classique. La taille typique des billes est de 1 mm à 10 mm et elle varie généralement en fonction du matériau. La fréquence de vibration de la sonotrode est de 50 Hz à 20 kHz. À cette fréquence, la surface de la pièce à traiter est impactée par un grand nombre de billes vibrantes en un laps de temps court. En raison de la direction aléatoire des billes dans la chambre vibrante, la direction de l'impact des

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2022LYSEI068/these.pdf
© [Z. Han], [2022], INSA Lyon, tous droits réservés

billes sur la surface de la pièce est également très aléatoire. Il est donc plus difficile à contrôler l'angle d'impact des billes que dans le procédé de grenaillage classique. Étant donné que cette méthode permet des impacts multidirectionnels répétés sur la surface de la pièce à des taux de déformation élevés, alors que la taille des billes est plus grande et que la vitesse d'impact est relativement faible par rapport au procédé classique, les surfaces des pièces traitées par le grenaillage ultrasonique présentent un meilleur état de surface [PIL 05, LI 11, MAR 15]. De même que pour le grenaillage par air comprimé, la taille des billes, l'angle d'impact, la vitesse d'impact et le matériau des billes sont des paramètres importants du procédé, avec en plus, la densité d'impact, la fréquence de vibration et l'amplitude de vibration de la sonotrode [BAD 14].

Différents procédés de grenaillage ont été présentés. Afin de déterminer la qualité du traitement, dans le domaine industriel, le taux de recouvrement, l'intensité Almen et la saturation sont trois grandeurs utilisées. Le taux de recouvrement est mesuré comme le rapport entre la surface traité et la surface de la pièce totale pour un temps de traitement donné. Il s'agit d'une mesure de l'uniformité du traitement et donc indirectement des contraintes résiduelles dans la couche superficielle d'une pièce. Le taux de recouvrement théorique est défini par l'équation Avrami [KIR 95] :

$$C(t) = 100\left\{1 - \exp\left(-\frac{3r^2\dot{m}t}{4A\bar{r}^3\rho}\right)\right\}, \tag{1.1}$$

ici, $C(t)$ est le taux de recouvrement à un temps donné, r est le rayon de l'empreinte produite par l'impact de la bille sur la surface de la pièce, A est la surface traitée par le grenaillage, t est la durée pendant lequel les indentations ont été créées, $\dot{m}$ est le débit de masse des billes, ρ est la densité d'impact des billes et $\bar{r}$ est le rayon moyen des billes. Généralement, un taux de recouvrement de 100 % est une condition idéale qui indique que la contrainte résiduelle est uniforme sur la surface de la pièce. Un taux de recouvrement inférieur à 100 % est inutile, car la surface non traitée entraîne une répartition inégale des contraintes résiduelles sur la surface de la pièce. Une augmentation du temps de traitement peut conduire à un taux de recouvrement supérieur à 100 % [KAR 03].

L'intensité Almen est également largement utilisée pour évaluer l'efficacité du procédé de grenaillage. En pratique, des bandes Almen sont fabriquées en acier à ressort, SAE 1070 avec des dimensions normalisées. Ensuite, ces bandes Almen sont

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2022LYSEI068/these.pdf
© [Z. Han], [2022], INSA Lyon, tous droits réservés

traitées sous des conditions données de grenaillage. Champaigne [CHA 02] décrit en détail la procédure de calibration à partir d'une éprouvette Almen. Habituellement, des mesures de l'intensité Almen sont répétées avant la réalisation du processus sur une pièce, et une fois l'intensité Almen requise atteinte, les paramètres du procédé de grenaillage sont appliquées sur la pièce à traiter.

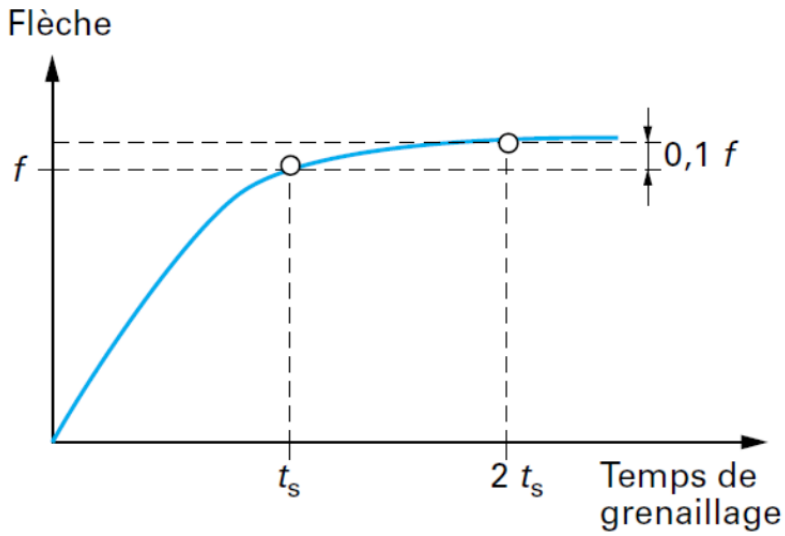


FIGURE 1.7 – Courbes de saturation obtenues par intensité Almen [BAR 99].

La saturation est une troisième mesure pour le procédé de grenaillage. Elle est définie à partir de l'intensité Almen. La déflexion mesurée est fonction du temps d'exposition au grenaillage. Plus le temps du procédé est long, plus la déflexion sera importante. Par contre, le taux de croissance de cette déflexion diminue avec le temps d'exposition. Ainsi, comme le montre la figure 1.7, pour des conditions de grenaillage données, si, lorsque le temps de grenaillage est doublé, l'augmentation de l'intensité de l'Almen est inférieure à 10 %, le traitement est considéré comme saturé.

1.2.2 Procédé de choc laser - *Laser Shock Peening* (LSP)

La mise en compression par choc laser est une technologie de pointe pour améliorer les propriétés mécaniques des pièces. Il s'agit de traiter le surface de la pièce via le confinement de l'énergie d'un laser sur une courte durée, de l'ordre de la nanoseconde pour le procédé de choc laser typique. Ce procédé est plus complexe à mettre en oeuvre que le grenaillage conventionnel. La surface de la pièce doit être

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2022LYSEI068/these.pdf
© [Z. Han], [2022], INSA Lyon, tous droits réservés

pré-couverte avant l'irradiation au laser. Une couche de protection et une couche de confinement [LU 10] sont nécessaires. La structure de ces couches et le principe du procédé de choc laser classique sont montrés sur la figure 1.8. Le faisceau laser pulsé pénètre la couche de confinement et irradie la couche de protection. La couche de protection absorbe l'énergie laser et s'accompagne d'un processus de vaporisation et d'ionisation. Lorsque l'énergie à la surface est suffisamment élevée, un plasma se forme, qui continuera à absorber l'énergie laser. En raison de la présence de la couche de confinement, le plasma en expansion génère une onde de choc qui pénètre dans le matériau de la pièce traitée [LIA 16]. Théoriquement, la pression de l'onde de choc peut atteindre plusieurs GPa. Lorsque la pression de l'onde de choc dépasse la limite élastique d'Hugoniot (P_H) du matériau, une déformation plastique se produit [ZHA 21]. Le LSP génère ainsi une contrainte résiduelle de compression bénéfique dans la zone proche de la surface, ce qui améliorera considérablement les performances en fatigue.

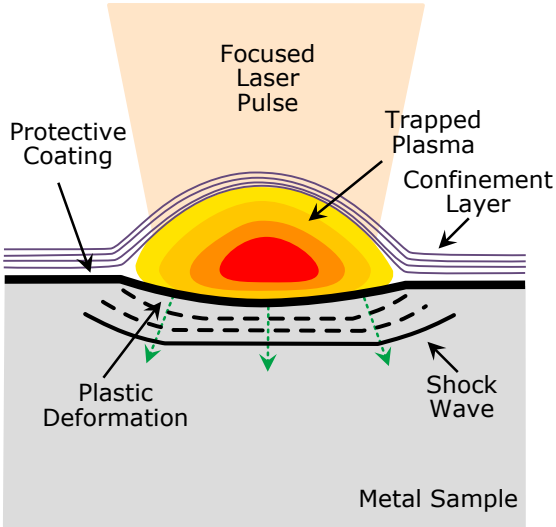


FIGURE 1.8 – Illustration du procédé de grenaillage par le choc laser [KAU 21].

Dans le procédé de choc laser, en plus des paramètres du laser, les couches de protection jouent un rôle important. La couche de protection est souvent fabriquée en aluminium, pour empêcher la vaporisation et l'évaporation du matériau de la pièce traitée. L'épaisseur de cette couche est d'environ 100 µm [DUB 93]. Elle protège l'intégrité de la surface du matériau de la pièce traitée. En général, cette couche est également peinte en noir afin que l'énergie laser soit absorbée plus efficacement, d'où le nom de couche absorbante. Ensuite, la couche de protection est recouverte d'une

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2022LYSEI068/these.pdf
© [Z. Han], [2022], INSA Lyon, tous droits réservés

couche de confinement en matériau transparent pour limiter l'expansion du plasma induit par laser. L'eau et le verre optique BK7 sont souvent utilisées comme le milieu de la couche de confinement. Avec la présence d'une couche de confinement, la pression de l'onde de choc générée par l'expansion de plasma et la durée de l'impact augmentent significativement. Xiong *et al.* [XIO 20] ont démontré que l'effet de la couche de confinement est significative. Elle peut améliorer largement le pic de pression. En revanche, la couche de protection a un faible effet sur la pression de l'onde de choc et peut contaminer la surface de la pièce. Plusieurs études se concentrent sur la couche de confinement. Li *et al.* et Sano *et al.* [LI 97, SAN 97] ont étudié l'effet de différents milieux comme couche de confinement sur le procédé de choc laser et ont également vérifié que l'eau et le verre peuvent être utilisés comme milieux de couche de confinement. Takata *et al.* [TAK 16b] ont établi une série d'expériences pour étudier l'influence de différents paramètres comme la température, l'épaisseur et la viscosité de la couche de confinement sur la pression d'impact de plasma.

Il montre que sous la condition d'expérience 273 K$\sim$ 323 K, la pression d'impact générée par l'ablation laser est peu influencée par la température de milieu. Par contre, l'épaisseur de la couche de confinement a un effet sur la pression d'impact et quand l'épaisseur de couche est entre 3 et 5 mm, la pression de l'impact peut atteindre sa valeur maximale. La pression d'impact augmente aussi avec la viscosité de la couche de confinement.

Un modèle analytique a été proposé par Fabbro *et al.* [FAB 90] qui permet de décrire la relation entre la pression de plasma et les paramètres de procédé de choc laser :

$$\frac{dL(t)}{dt} = \left(\frac{1}{Z_1} + \frac{1}{Z_2}\right) P(t) = \frac{2}{Z} P(t), \tag{1.2}$$

avec l'intensité de laser :

$$I(t) = \frac{P(t)\mathrm{d}L(t)}{\mathrm{d}t} + \frac{3}{2\alpha}\frac{d}{\mathrm{d}t}[P(t)L(t)]. \tag{1.3}$$

Le pic de pression peut être prédit par l'équation (1.4), avec L est l'épaisseur de l'interface, α un facteur de correction, Z l'impédance de choc réduite qui est obtenue par les impédances de choc du matériau de la couche de confinement Z_1 et du matériau de la pièce traitée Z_2 :

$$P = 0.1\sqrt{\left[\frac{\alpha}{2\alpha+3}\right]}\sqrt{Z}\sqrt{I}. \tag{1.4}$$

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2022LYSEI068/these.pdf
© [Z. Han], [2022], INSA Lyon, tous droits réservés

Avec la présence d'une couche de confinement, un exemple de profil temporel d'intensité du laser et de pression d'impact sur la surface de la pièce traitée sont montrés sur la figure 1.9. La pression maximale d'impact est proportionnelle à la racine carrée de l'intensité du laser. La figure 1.10 montre la pression maximale de l'impact mesurée expérimentalement en fonction de l'intensité du laser. Les données expérimentales montrent que dans les premiers stades de l'augmentation de l'intensité du laser, le pic de pression d'impact augmente linéairement avec l'intensité du laser, dans cette partie les données expérimentales correspondent bien au modèle analytique. Lorsque l'intensité du laser augmente au-delà de $8\,\mathrm{GW/cm^2} \sim 10\,\mathrm{GW/cm^2}$, une rupture du milieu de la couche de confinement peut se produire [PEY 98, FAB 98], le pic de pression sature et n'augmente plus et le modèle analytique n'est plus applicable.

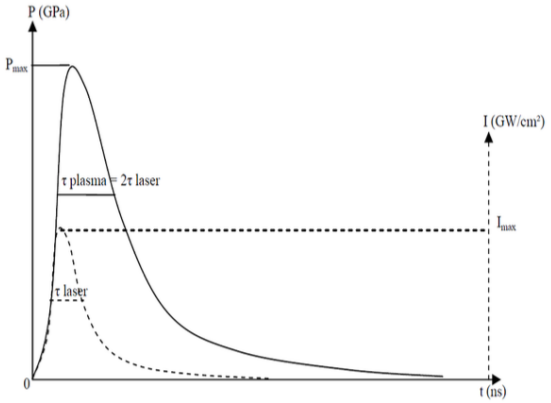


FIGURE 1.9 – Profils temporels d'intensité du laser et de pression d'impact sur la surface de la pièce traitée [CHA 04].

Lorsque l'onde de choc générée par le plasma arrive à la surface, la pression d'impact, d'un niveau de plusieurs GPa dépasse la limite élastique d'Hugoniot (P_H). Sous cet impact, une déformation plastique se produit à la surface de la pièce. La pression d'impact va ensuite diminuer progressivement au fur et à mesure que l'onde de choc se propage dans la pièce. Après la disparition du choc, des contraintes résiduelles de compression sont générées sur la surface de la pièce traitée. La faisabilité du procédé de grenaillage par le choc laser a été démontrée avec succès pour de nombreux matériaux et dans différents domaines. Ce processus permet d'introduire efficacement des contraintes résiduelles de compression. Ganesh *et al.* [GAN 12] ont réalisé une étude sur le traitement de surface par choc laser et le grenaillage par

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2022LYSEI068/these.pdf
© [Z. Han], [2022], INSA Lyon, tous droits réservés

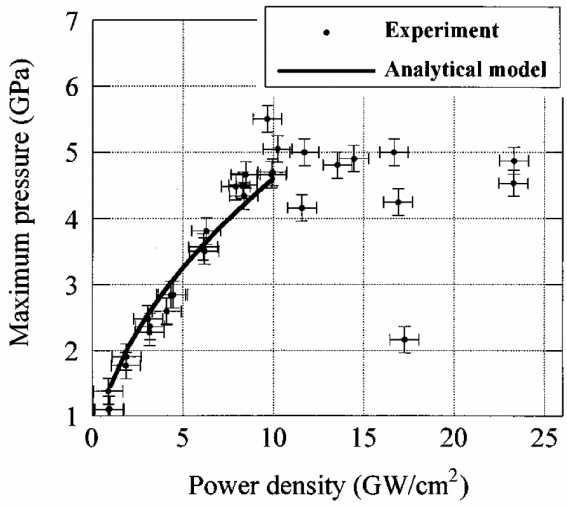


FIGURE 1.10 – Pression maximale de l'impact mesurée en fonction de l'intensité du laser avec le modèle analytique [BER 97].

billes de l'acier à ressort SAE 9260 couramment utilisé dans l'industrie automobile. Il a bien mesuré les contraintes résiduelles de compression de la surface et dans la profondeur comme le montre la figure 1.11. Dorman *et al.* [DOR 12] ont vérifié l'effet du procédé de choc laser sur une pièce d'aluminium 2024 T351. Kumar *et al.* [KUM 12] ont utilisé ce procédé sur l'alliage de titane Ti-6AL-4V dans le domaine aéronautique et de nombreux matériaux d'utilisation industrielle courante ont aussi été traités : l'alliage aluminium LY2 [ZHA 09, LU 10], l'alliage d'aluminium 5083 [KAU 21], l'acier inoxydable austénitique 304 [LU 12, SUN 16], l'alliage base Ni 600 [WAN 21a].

Le procédé de choc laser classique est donc largement utilisé, par contre, il existe également de nombreux inconvénients et limitations. En conséquence, de nombreux processus dérivés ont été développés récemment. Par exemple, afin d'intègrer les effets du vieillissement par déformation dynamique et de la précipitation dynamique qui peuvent dégrader significativement la stabilité des contraintes résiduelles de compression dans la pièce, le procédé de *Warm Laser Shock Peening* (WLSP) a été développé [JAM 85, MIL 98, SCH 06, YE 10]. Il consiste à chauffer la pièce entre 150 °C à 300 °C et puis traiter la surface de la pièce sous cette haute température. Avec la même idée, contrairement au chauffage conventionnel, la méthode de *Electropulsing-Assisted Laser Shock Peening* utilise un courant pulsé pour chauffer la pièce, qui peut donner de meilleurs résultats [ZHA 19, MA 19]. À l'inverse, le procédé de choc laser cryogénique (*Cryogenic Laser Shock Peening*) CLSP a été

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2022LYSEI068/these.pdf
© [Z. Han], [2022], INSA Lyon, tous droits réservés

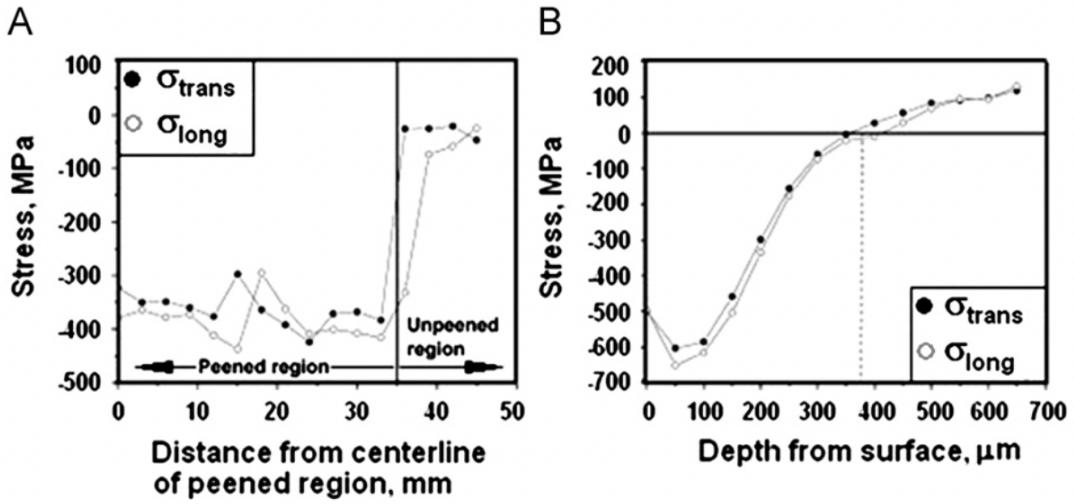


FIGURE 1.11 – (A) Profils de contraintes résiduelles à surface et (B) en profondeur d'une éprouvette d'acier à ressort soumise à un choc laser [GAN 12].

proposé et consiste à combiner les avantages de la déformation plastique cryogénique et du taux de déformation ultra-élevé du procédé de choc laser [ZHA 21]. Les pièces sont traitées dans l'azote liquide en température extrêmement basse environ 77 K. Garion *et al.* [GAR 06] ont confirmé qu'en conditions cryogéniques, la transformation de la martensite induite par la déformation se produit plus facilement. Pour les pièces avec des géométries complexes, il peut être difficile d'intégrer ces couches sur la surface. Afin de résoudre ce type de problème, le procédé de choc laser sans superposition (*Laser Shock Peening without Coating*) LPwC a été utilisé en irradiant directement la pièce par un faisceau laser pulsé de faible énergie [MAA 12]. Par contre, le procédé de LPwC peut également provoquer une oxydation de la surface et des microfissures. En l'absence des couches de protection, il peut aussi facilement induire une ablation thermique sur la surface de la pièce. Enfin, le procédé de choc laser femtoseconde (*Femtosecond Laser Shock Peening*) FLSP permet de pallier les insuffisances du procédé LPwC en réduisant le temps d'exposition au laser [NAK 09, NAK 10, LI 21].

1.2.3 Mise en compression par jet d'eau pure - *Water Jet Peening* (WJP)

Le procédé de mise en compression par jet d'eau pure est l'un des procédés utilisés pour durcir la surface d'une pièce et introduire des contraintes résiduelles,

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2022LYSEI068/these.pdf
© [Z. Han], [2022], INSA Lyon, tous droits réservés

connu en anglais sous le nom de *Water Jet Peening* (WJP). Il consiste à introduire de contraintes résiduelles de compression à une certaine profondeur sous la surface de la pièce à l'aide d'un jet d'eau pure à grande vitesse [TÖN 97].

Le principe du procédé du grenaillage par jet d'eau pure est illustré sur la figure 1.12. Les gouttelettes d'eau à haute vitesse vont frapper la surface de la pièce, provoquant ainsi une déformation plastique locale. Pendant le procédé, la buse se déplace au-dessus de la surface traitée avec une vitesse de déplacement v_n. Les paramètres jouant un rôle important dans le procédé du grenaillage par jet d'eau pure sont la vitesse de déplacement v_n, la pression d'injection p_0, la distance entre la sortie de la buse et la surface traitée (*Stand-Off Distance*) h, le diamètre de la buse D_n, l'angle d'attaque de l'inclinaison [AZH 14]. Les effets de ces paramètres ont été largement étudiés [NEU 94, COL 00, CAD 04, MUR 18].

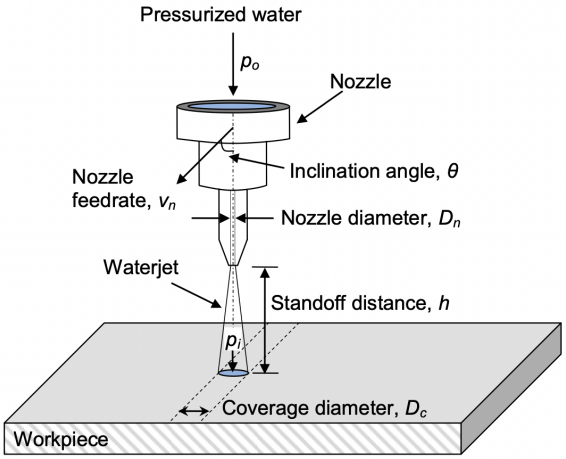


FIGURE 1.12 – Principe du grenaillage par jet d'eau pure [AZH 16a].

Le procédé de grenaillage par jet d'eau pure consiste à la surface de la pièce à une certaine distance entre la buse et la surface de la pièce, car la composition et l'énergie du jet d'eau varient considérablement à différentes distances entre la buse et le jet. La structure du jet d'eau pure dans l'air a été étudié par Yanaida [YAN 74, YAN 78]. En fonction de la distance du jet d'eau par rapport à la buse, le jet d'eau peut être généralement divisé en trois régions illustrées sur la figure 1.13 - (a). Une image instantanée d'un jet d'eau typique est aussi présenté dans la figure 1.13 - (b). Dans la région initiale, le jet d'eau peut être considéré comme un fluide continu avec une pression dynamique axiale élevée et un très faible mélange avec l'air ambiant. Dans cette région, le jet d'eau a la forme d'un cône et une énergie élevée, il est donc

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2022LYSEI068/these.pdf
© [Z. Han], [2022], INSA Lyon, tous droits réservés

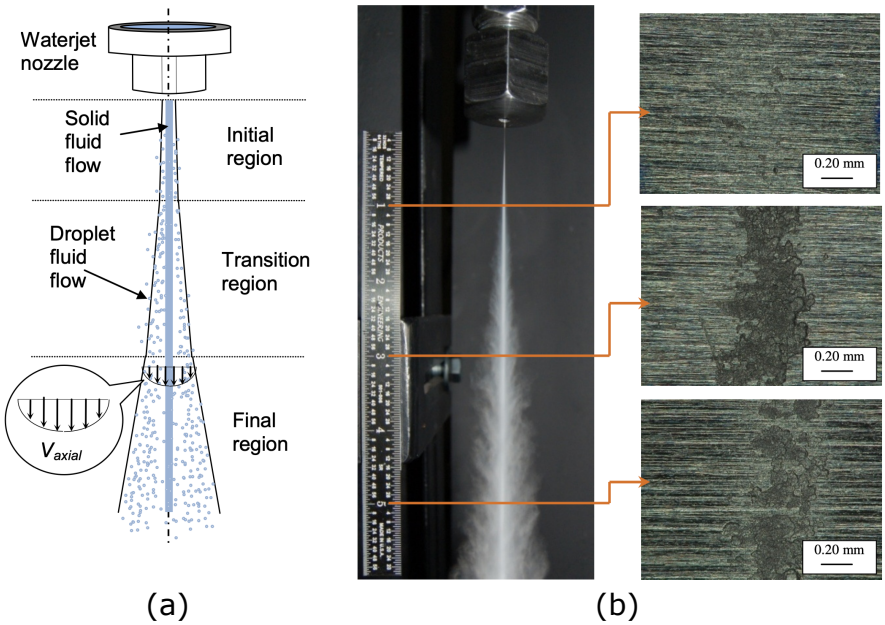


FIGURE 1.13 – (a) Illustration de la structure d'un jet d'eau dans l'air [AZH 14] ; (b) Image instantanée d'un jet d'eau et l'ampleur de l'érosion d'alliage de titane par jet d'eau à différents Stand-off distances [CHI 09].

souvent utilisé pour la découpe de matériaux, l'usinage ou le perçage. À la fin de la région initiale, l'interaction du jet d'eau avec l'air ambiant provoque la division du jet d'eau continu en gouttelettes. Le bord du jet d'eau est atomisé et l'eau et l'air commencent à se mélanger. Ensuite, le jet d'eau entre dans la région transitoire où le jet est composé de gouttes d'eau. Lorsque le jet d'eau se propage dans cette région, en raison de l'interaction continue entre le jet d'eau et l'air ambiant, il se désintègre davantage en un grand nombre de gouttes d'eau. Par effet de coup de bélier, lors de l'impact du jet sur la surface de la pièce, ces gouttelettes d'eau exercent une pression instantanée assez élevée sur la surface de la pièce en quelques dizaines de microsecondes. L'impact répété provoque une déformation plastique de la surface de la pièce et génèrent des contraintes résiduelles de compression [BLO 69, TOH 73]. La région transitoire est donc idéale pour l'application du procédé de grenaillage par jet d'eau pure. En continuant à se propager, le jet d'eau entre dans la dernière région, la région finale, où la vitesse des gouttes d'eau est considérablement réduite. En raison de la forte interaction entre le jet d'eau et l'air ambiant pendant la propagation dans la région transitoire, une grande quantité d'énergie est dissipée et les gouttes d'eau sont divisées en gouttes plus petites. Ces petites gouttes d'eau ne sont pas

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2022LYSEI068/these.pdf
© [Z. Han], [2022], INSA Lyon, tous droits réservés

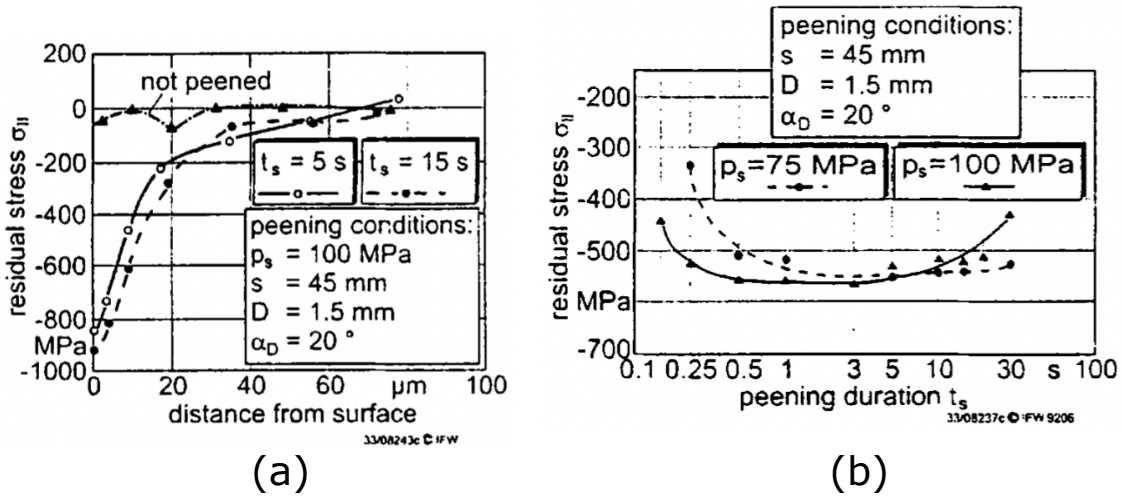


FIGURE 1.14 – (a) Profils de profondeur des contraintes résiduelles ; (b) Contraintes résiduelles à la surface [TÖN 97].

suffisamment énergétiques pour déformer plastiquement le matériau, ce qui en fait une région inutilisable.

L'effet du procédé de grenaillage par jet d'eau pure a été étudié dans de nombreuses études et sa capacité à augmenter la résistance à la fatigue et la durée de vie de la pièce a été prouvée. Tönshoff *et al.* ont étudié la distribution des contraintes résiduelles sous la surface de la pièce en acier cémenté 16MnCr5E sous le procédé de grenaillage par jet d'eau pure. Un profil de profondeur des contraintes résiduelles est présenté en figure 1.14 - (a). En comparant avec un échantillon non grenaillé, il est montré que le procédé de grenaillage par jet d'eau pure peut efficacement introduire des contraintes résiduelles dans la pièce. Il a aussi mesuré les contraintes résiduelles à la surface pour différentes durées de traitement (figure 1.14 - (b)). Comme montré sur la figure 1.14 - (b), lorsque le temps de procédé augmente, les contraintes résiduelles de compression à la surface de la pièce augmentent d'abord et atteignent ensuite une valeur maximale. Cependant, pour des temps de procédé plus longs, les contraintes résiduelles de compression sont plutôt réduites. Le procédé a été mis en œuvre sur différents matériaux, par exemple, des alliages de titane Ti-6Al-4V [CHI 07], d'aluminium [AZH 13], un acier inoxydable austénitique AISI 304 [AZH 16b], etc. Il convient de noter que pour le procédé de grenaillage par jet d'eau pure, une condition essentielle est d'être dans l'air, l'impact sur la surface de la pièce étant principalement dû à l'effet de coup de bélier des gouttes d'eau. Par contre, lorsque ce procédé de jet d'eau est effectué sous l'eau, un grand nombre de

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2022LYSEI068/these.pdf
© [Z. Han], [2022], INSA Lyon, tous droits réservés

bulles de cavitation sont générées et le jet d'eau devient un jet cavitant. Ces bulles de cavitation peuvent générer des ondes de pression considérables sous l'eau et peuvent également être utilisées pour traiter la surface de la pièce. Le procédé de grenaillage par jet d'eau cavitant sera donc introduit dans la section suivante.

1.3 Mise en compression par jet d'eau cavitant - *Water Cavitation Peening* (WCP)

1.3.1 Phénomène de cavitation

La cavitation est un phénomène bien connu, mais pas encore totalement compris. Ce phénomène se produit lorsque la pression d'un fluide chute jusqu'à sa pression de vapeur saturante [KNA 70]. Tout comme l'ébullition, le processus de cavitation est un processus de changement de phase, de la phase liquide à la phase gazeuse. La différence est que, comme le montre la figure 1.15, l'ébullition est un changement de phase résultant d'une augmentation de la température avec une pression constante, alors que le processus de cavitation est un changement de phase résultant d'une chute de la pression en dessous de la pression de vapeur saturante avec une température constante. Sous cette condition, des bulles cavitation se forment à partir de nombreux noyaux de bulles connus par le nom *cavitation nuclei*. Il existe plusieurs scénarios dans lesquels la cavitation peut se produire, comme :

1. Les écoulements à grandes vitesses autour de géométries provoquant des zones de dépression, comme les cols de venturi, vannes, siphons, etc.
2. Les écoulements engendrant de fortes contraintes de cisaillement, en tribologie, couches cisaillées, jet noyés, etc.
3. Les écoulements à caractère non permanent, comme les coups de bélier dans les circuits de commandes hydrauliques ou d'alimentation de moteurs en carburant.

Ensuite, les bulles de cavitation en expansion s'effondrent et produisent des ondes de pression dans le liquide. Si une bulle est suffisamment proche d'une paroi solide, un micro-jet à grande vitesse est également produit et impacte la surface. Les détails de la dynamique d'une bulle de cavitation seront précisés dans le chapitre 3.

Le phénomène de cavitation est couramment rencontré dans le domaine industriel. Les effets de la cavitation sont néfastes dans de nombreuses applica-

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2022LYSEI068/these.pdf
© [Z. Han], [2022], INSA Lyon, tous droits réservés

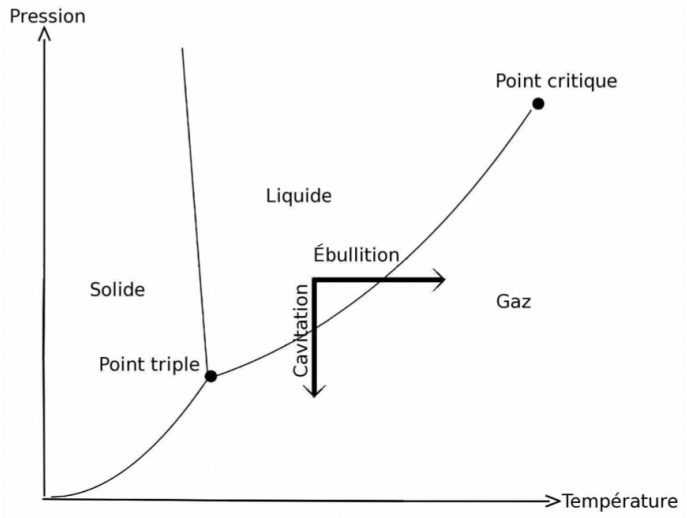


FIGURE 1.15 – Illustration des changements de phases.

tions, telles que les technologies marines ou les installations hydrauliques [SCH 79, FAR 94, HAS 11]. Il existe également des applications où la cavitation est recherchée et bénéfique. En géophysique, les dispositifs électro-hydrauliques, comme les sparkers, provoquent une bulle de cavitation et une onde de choc qui aident à surveiller les activités sismiques [BIE 98]. Dans l'industrie automobile, les injecteurs à haute pression produisent un jet de carburant. La formation du jet dépend largement des caractéristiques de l'écoulement à la sortie de l'orifice de la buse, telles que l'énergie de la turbulence et la distribution de la vitesse. La présence de cavitation dans un orifice peut également améliorer les caractéristiques du spray [BER 59, NUR 76, PAY 05, CAO 17, DUM 19]. Certaines thérapies médicales tirent parti de l'impact mécanique de la cavitation inertielle, comme la *thromboltic therapy* [ALE 04, MOL 06] et ou la *Shock Wave Lithotripsy* (SWL) [COL 87, SAC 88, ZHO 96, ZHU 02, PIS 03, KHO 15]. D'autres thérapies sont basées sur les effets moins destructeurs de bulles de cavitation stables, comme la sonoporation [NAK 03, PRE 05, OHL 06b, MAR 06, LEN 14] ou la perméabilisation de la barrière hémato-encéphalique [MYC 00, HYN 01].

Dans le domaine du traitement des surfaces, la cavitation peut être utilisée pour le nettoyage des surfaces [OHL 06a, REU 16, CHA 16]. Le grenaillage de précontrainte induit par cavitation a été proposé et développé par Soyama [SOY 00a]. Cette technique permet également d'améliorer les performances mécaniques du matériau traité et augmenter la durée de vie des pièces mécaniques

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2022LYSEI068/these.pdf
© [Z. Han], [2022], INSA Lyon, tous droits réservés

en introduisant des contraintes résiduelles de compression à leur surface. Ce procédé a été nommé *Water Cavitation Peening* (WCP). Il consiste à immerger la pièce dans l'eau et à pulvériser de l'eau à grande vitesse sur la surface à traiter.

1.3.2 Variantes du grenaillage par jet d'eau cavitant

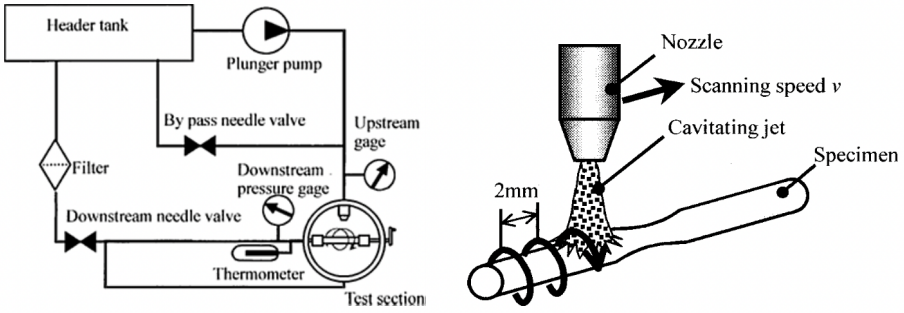
Depuis plus de vingt ans, l'équipe du Pr. H.Soyama, à l'université de Tohoku, mène des recherches systématiques et approfondies, essentiellement expérimentales, sur le grenaillage par jet d'eau cavitant. Le grenaillage par jet d'eau cavitant a été appliqué avec succès sur un large éventail de matériaux, notamment une grande gamme de nuances d'aciers, traités ou non en surface (acier au carbone [HAN 07], aciers inoxydables [SOY 04, SOY 07], au silicium-manganèse [SOY 00b], carbonitruré [FUK 08], acier allié au chrome-molybdène cémenté [ODH 03]) mais aussi des alliages d'aluminium [SOY 02, SOY 16, TAK 16a]. Il existe deux principales méthodes de grenaillage par jet d'eau cavitant, à savoir le jet d'eau cavitant submergé et le jet d'eau cavitant dans l'air. Dans cette section, les deux méthodes sont brièvement décrites.

1.3.2.1 Jet d'eau cavitant submergé

Comme son nom l'indique, le procédé de grenaillage par jet d'eau cavitant submergé consiste à projeter un jet eau à grande vitesse dans une chambre remplie d'eau, pressurisée ou non. L'objet à traiter est complètement immergé. En raison de l'énorme force de cisaillement entre le jet d'eau et l'environnement liquide stationnaire, une couche de cisaillement apparaît. La pression à l'intérieur des tourbillons peut descendre en dessous de la pression de vapeur saturée de l'eau et va alors vaporiser le fluide. Par la suite, des nuages de cavitation où des poches de vapeur sont générés et se propagent en aval.

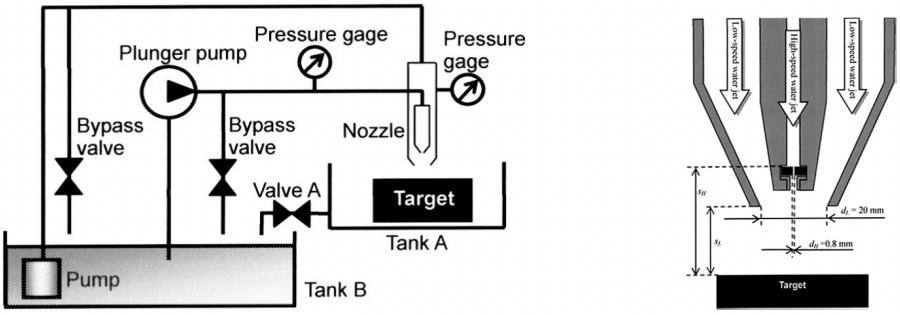
Un dispositif permettant de réaliser un grenaillage par jet d'eau cavitant submergé a été développé par Soyama [SOY 02] afin d'améliorer la résistance à la fatigue d'un alliage d'aluminium JIS AC4CH. La figure 1.16 - (a) montre le dispositif à jet d'eau cavitant submergé. La buse est fixée au boîtier de la chambre et l'échantillon est positionné perpendiculairement à l'axe du jet de cavitation. L'échantillon peut être tourné et déplacé horizontalement, comme le montre la figure 1.16 - (b), de sorte que le jet de cavitation peut traiter l'échantillon dans sa totalité. De plus, la

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2022LYSEI068/these.pdf
© [Z. Han], [2022], INSA Lyon, tous droits réservés



(a) (b)

FIGURE 1.16 – (a) Dispositif de grenaillage jet d'eau cavitant submergé et (b) processus de balayage d'une éprouvette [SOY 02].



(a) (b)

FIGURE 1.17 – (a) Dispositif de jet d'eau cavitant dans l'air et (b) schéma de la structure interne de la buse [SOY 04]

vitesse de balayage est variable et influe sur le résultat de traitement. Les résultats montrent que la résistance à la fatigue des spécimens en alliage d'aluminium JIS AC4CH ayant subi ce procédé de jet d'eau cavitant est 50 % plus élevée que celle sans traitement.

1.3.2.2 Jet d'eau cavitant dans l'air

Le grenaillage par jet d'eau cavitant est un procédé qui génère de la cavitation en injectant un jet d'eau à grande vitesse dans l'eau. Cependant, il est extrêmement difficile de traiter les surfaces extérieures de pièces de grande dimension, difficiles à immerger complètement. Soyama [SOY 04] a donc développé le procédé de grenaillage par jet d'eau cavitant dans l'air. Il a obtenu un jet de cavitation en injectant un courant d'eau à haute vitesse à travers des buses concentriques dans un jet d'eau concentrique à faible vitesse. Dans cette étude, la structure interne de la buse concen-

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2022LYSEI068/these.pdf
© [Z. Han], [2022], INSA Lyon, tous droits réservés

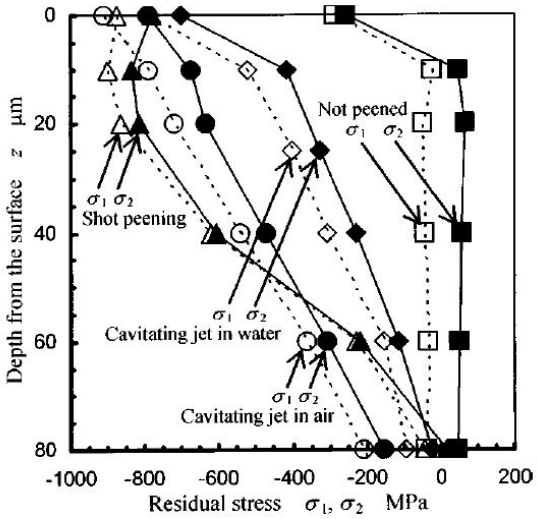


FIGURE 1.18 – Contrainte résiduelle de compression introduite par un jet d'eau cavitant dans l'air, comparée à celle d'un jet d'eau cavitant submergé et au grenaillage de précontrainte. [SOY 04]

trique est illustrée sur la figure 1.17 - (b), le diamètre de la buse pour le jet d'eau à grande vitesse est de 0,8 mm, le diamètre de la buse pour le jet d'eau à faible vitesse est de 20 mm. Les pressions d'injection pour le jet d'eau à grande vitesse et faible vitesse sont 20,6 MPa et 0,33 MPa respectivement. La figure 1.18 présent la contrainte résiduelle de compression dans l'alliage d'aluminium introduite par le procédé du jet d'eau cavitant dans l'air, le procédé du jet d'eau cavitant submergé et le grenaillage de précontrainte. Les résultats montrent que le procédé du jet d'eau cavitant dans l'air ne nécessite pas de chambre remplie d'eau et sont plus puissants que le jet d'eau cavitant submergé. L'auteur explique que cela est dû au fait que les bulles résiduelles après l'effondrement de la bulle de cavitation peuvent être évacuées de la zone d'impact par l'écoulement d'environnement. L'effet amortissant des bulles résiduelles disparaît [SOY 08]. Ce résultat est aussi confirmé par le traitement de la pièce avec de l'acier inoxydable SUS316L par le jet d'eau cavitant dans l'air et submergé [SOY 08].

1.4 Méthodologie de l'étude du procédé

Ces travaux de thèse font suite à la thèse d'Emmanuel Sonde soutenue en 2018 [SON 18a]. La problématique de modélisation du procédé de mise en compression

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2022LYSEI068/these.pdf
© [Z. Han], [2022], INSA Lyon, tous droits réservés

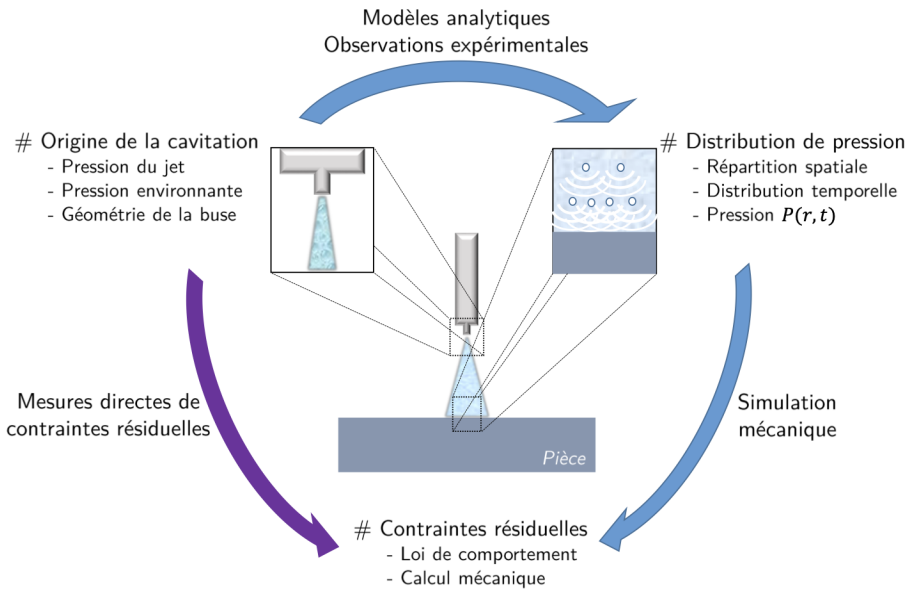


FIGURE 1.19 – Méthodologie d'étude pour la prédiction des contraintes résiduelles [SON 18a]

par jet d'eau cavitant peut être divisée en trois étapes clés. Elles sont (i) la génération du jet d'eau cavitant, (ii) la distribution de la pression induite par ce jet et enfin (iii), les contraintes résiduelles qui en résultent. La méthodologie d'étude du traitement de surface par jet d'eau cavitant submergé est proposé par E.Sonde sur la figure 1.19.

D'après la figure 1.19, deux méthodes peuvent permettre d'obtenir les contraintes résiduelles de compression. Il est possible soit de mesurer directement les contraintes résiduelles à la surface traitée d'une pièce traitée ; soit de développer un modèle pour prédire ces contraintes résiduelles, mais cela implique de comprendre la physique impliquée dans le procédé. Par la méthode numérique, pour atteindre l'objectif de prédire les contraintes résiduelles, une simulation macroscopique du jet d'eau cavitant submergé par la mécanique des fluides numérique (*Computational Fluid Dynamics* CFD) sera établie. La simulation numérique du jet d'eau cavitant permet non seulement de mieux comprendre la structure du jet, mais surtout de localiser les nuages de cavitations à l'aide d'un paramètre la fraction volumique de vapeur. Ensuite, pour mieux comprendre et à terme prédire la distribution de pression d'impact dans le temps et l'espace, une compréhension et une modélisation du comportement d'une bulle de cavitation est mise en place. Enfin, les contraintes résiduelles dans la pièce traitée peuvent être calculées. En outre, ces différents modèles nécessitent une

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2022LYSEI068/these.pdf
© [Z. Han], [2022], INSA Lyon, tous droits réservés

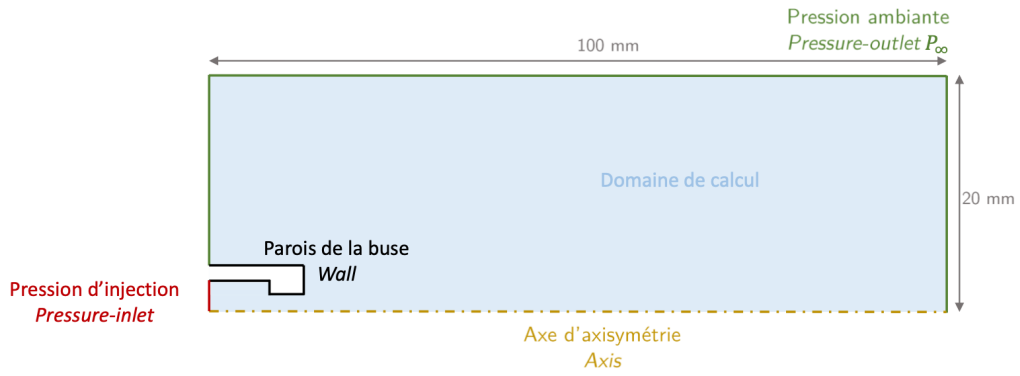


FIGURE 1.20 – Schéma de la géométrie du modèle de Sonde [SON 18a].

validation par des résultats expérimentaux.

1.4.1 Simulation numérique du jet d'eau cavitant à l'échelle macroscopique

La simulation numérique du jet d'eau cavitant est délicate et la prédiction des mécanismes physiques en jeu lors de ce procédé reste un défi. Le jet d'eau cavitant est un écoulement diphasique composé d'une phase liquide et d'une phase vapeur. De plus, il est nécessaire de considérer le phénomène de turbulence pour un jet avec un nombre de Reynolds R_e élevée. Enfin, dans la simulation, le phénomène de cavitation doit être pris en compte. Dans l'étude de Sonde, une modélisation numérique du jet d'eau cavitant submergé a initialement été établie sous l'hypothèse de non-glissement entre les deux phases et d'équilibre thermique à l'aide du logiciel ANSYS Fluent. Le modèle *Mixture* est utilisé pour simuler l'écoulement diphasique, le modèle RANS (*Reynolds-Averaged Navier-Stokes*) *Realizable k-ε* est employé pour simuler la turbulence, et le modèle de cavitation de *Schnerr-Sauer* est appliqué pour simuler le transfert de masse entre la phase liquide et la phase vapeur lorsque la cavitation se produit. La simulation du jet d'eau cavitant est axisymétrique, voir la figure 1.20. Le domaine de calcul est un rectangle de longueur 100 mm et de largeur 20 mm. Le diamètre de l'orifice de la buse est de 2 mm avec une géométrie à encoche simple.

La simulation numérique avec une pression d'injection $p_{\text{injection}}$ de 30 MPa et une pression ambiante p_{ambiante} de 0,42 MPa a été réalisée. Le résultat de distribution de fraction volumique de vapeur est présenté sur la figure 1.21. La distribution radiale

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2022LYSEI068/these.pdf
© [Z. Han], [2022], INSA Lyon, tous droits réservés

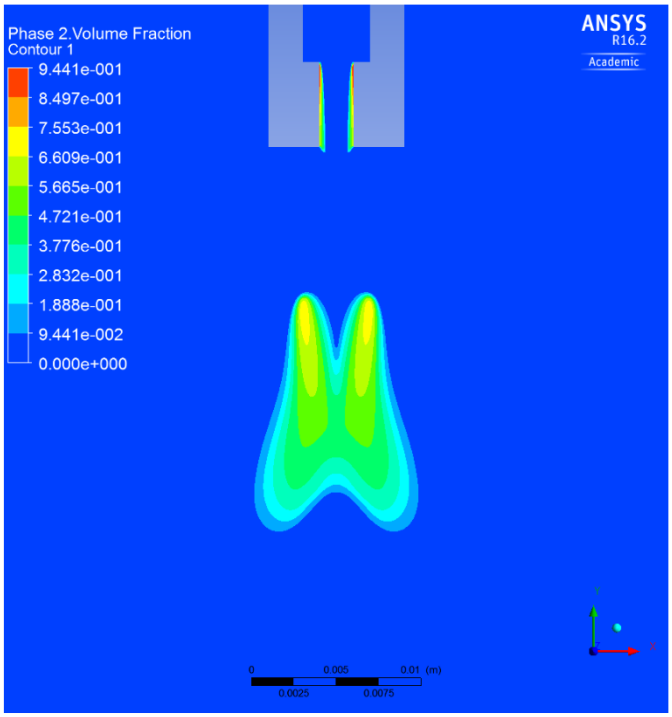


FIGURE 1.21 – Contour de fraction volumique de la vapeur pour une pression d'injection de 30 MPa et ambiante de 0,42 MPa.

de fraction volumique de vapeur dans la plus large section du jet de cavitation est représentée sur la figure 1.22.

Ce modèle a permis de fournir un premier résultat de la zone de cavitation, mais avec des insuffisances. Tout d'abord, ce modèle ne décrire que le régime permanent du jet d'eau cavitant. Ainsi, la nature pulsatoire du jet d'eau cavitant submergé et le déversement des nuages de cavitation qui sont observés expérimentalement ne sont pas observables.

1.4.2 Étude numérique d'une bulle isolée

Afin de déterminer la charge mécanique sur la surface pendant le procédé de mise en compression par jet d'eau cavitant, il est nécessaire de comprendre le comportement des bulles de cavitation. Deux mécanismes peuvent être à l'origine du chargement mécanique. Ces deux mécanismes correspondent à deux comportements à l'effondrement des bulles de cavitation. Comme indiqué sur la figure 1.23, lorsque la bulle de cavitation est isolée, à grande distance de toute paroi, elle reste sphérique et son effondrement génère une onde de pression élevée. Ces ondes de pression frappent

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2022LYSEI068/these.pdf
© [Z. Han], [2022], INSA Lyon, tous droits réservés

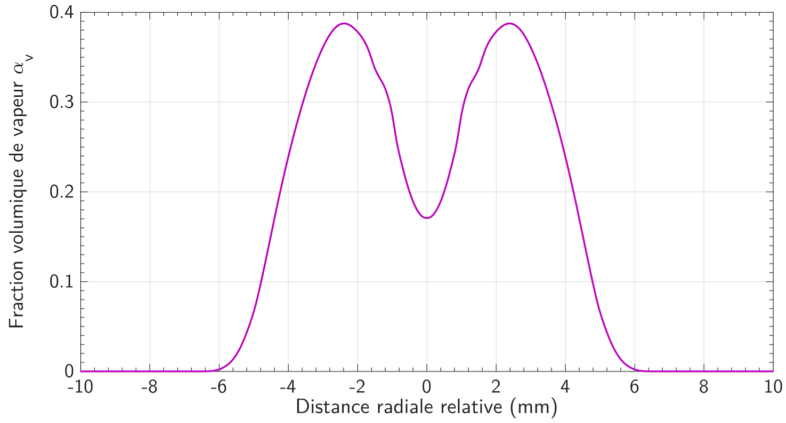


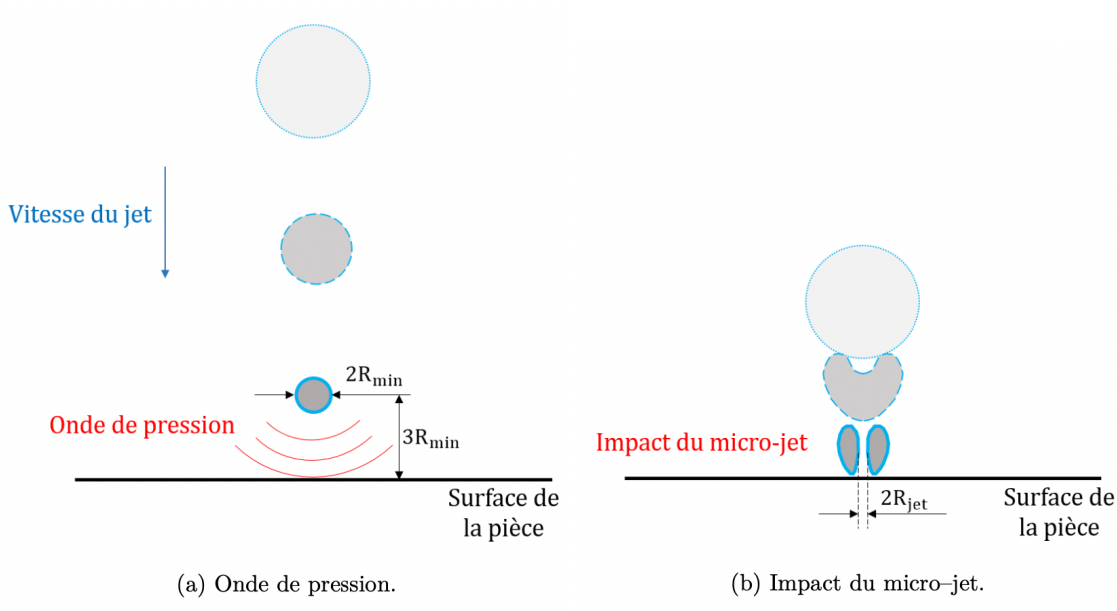
FIGURE 1.22 – Distribution dans la section la plus large du jet d'eau cavitant.

la surface de la pièce traitée à la vitesse du son dans l'eau et peuvent produire une déformation plastique de la couche superficielle de la pièce traitée. Dans le deuxième cas, lorsque l'effondrement de la bulle de cavitation se produit suffisamment près d'une paroi rigide, un micro-jet dirigé vers la surface sera produit depuis le centre de la bulle de cavitation. Le micro-jet frappe la surface de la pièce directement. Un effet de coup de bélier est généré par ce micro-jet à grande vitesse, générant une charge mécanique à la surface de la pièce. Sonde [SON 18a] a modélisé la dynamique des bulles individuelles dans les deux cas. La modélisation a été faite analytiquement pour les bulles sphériques et, pour les bulles proches paroi, un modèle numérique CFD a été développé avec ANSYS Fluent.

Étude d'une bulle sphérique isolée Le modèle analytique de Keller-Miksis [KEL 80] a été employé par E. Sonde pour déterminer l'impulsion de pression émise par effondrement d'une bulle sphérique. L'onde de pression provenant de l'effondrement de la bulle sphérique est représentée sur une base spatio-temporelle et illustrée sur la figure 1.24. Le contour indique l'amplitude de la pression en fonction du temps et de la distance radiale au centre de la bulle. La figure montre que la bulle sphérique produit un fort signal de pression lors du premier effondrement et que l'onde de pression s'affaiblit progressivement au fur et à mesure de sa propagation.

Il a montré que la distribution temporelle de la pression peut être caractérisée par la durée d'interaction ou largeur à mi-hauteur δt et la pression maximale $P_{\max}$. Les effets des paramètres de modèle, c'est-à-dire le rayon maximal de bulle R_0, la pression ambiante P_∞ et la pression partielle initiale de gaz P_{go} sur δt et $P_{\max}$ ont été étudiés.

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2022LYSEI068/these.pdf
© [Z. Han], [2022], INSA Lyon, tous droits réservés



(a) Onde de pression. (b) Impact du micro–jet.

FIGURE 1.23 – Illustration des mécanismes d'implosion (a) Bulle sphérique isolée ; (b) Bulle asphérique proche d'une paroi. [SON 18a]

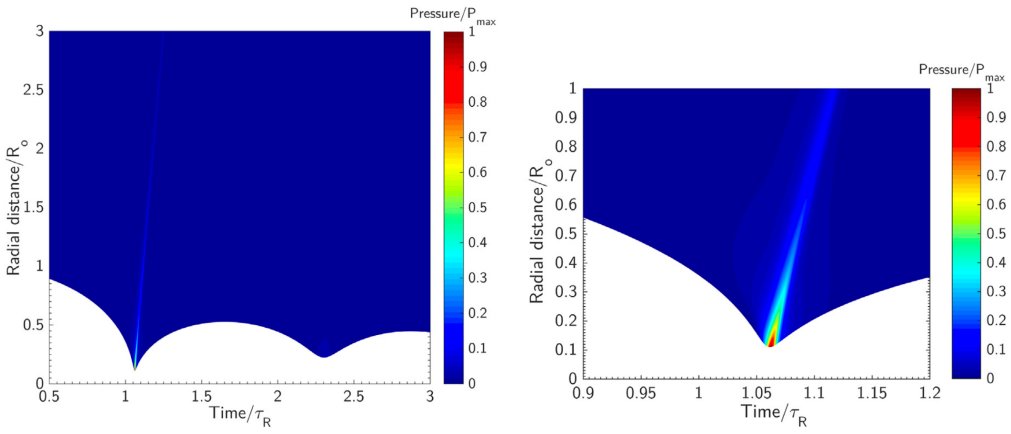


FIGURE 1.24 – (a) Amplitude de l'onde de pression sur une base spatio-temporelle ; (b) zoom de (a) autour de la première zone rebond de la bulle. [SON 18a]

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2022LYSEI068/these.pdf
© [Z. Han], [2022], INSA Lyon, tous droits réservés

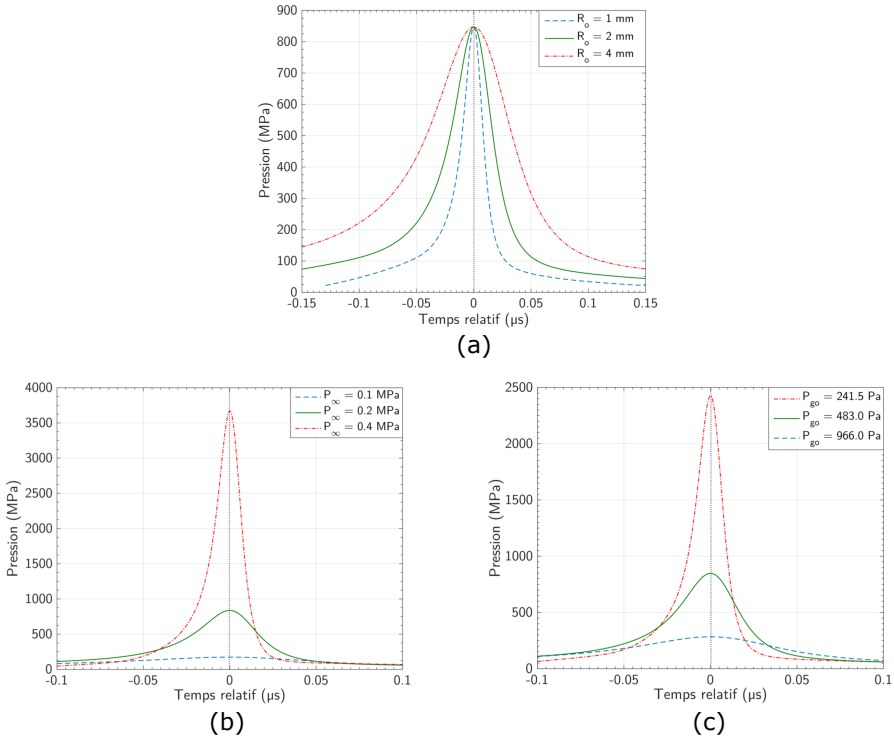


FIGURE 1.25 – Études paramétriques sur la pression pic et la durée de l'impulsion de pression (a) effet du rayon maximal de bulle R_0 ; (b) effet de la pression ambiante P_∞ ; (c) effet de la pression partielle initiale du gaz P_{go} [SON 18a]

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2022LYSEI068/these.pdf
© [Z. Han], [2022], INSA Lyon, tous droits réservés

Les courbes de la pression en fonction du temps à une distance $r = 3R_0$ du centre de la bulle sont tracées sur la figure 1.25. La figure 1.25 - (a) présente la distribution temporelle de la pression en changeant le rayon maximal de bulle R_0 avec $R_0 = 1$, 2 et 4 mm. La pression ambiante P_∞ et la pression partielle initiale de gaz P_{go} sont maintenues constantes. Selon la figure 1.25 - (a), les grandes bulles produisent des ondes de pression de la même amplitude que les bulles plus petites, mais la largeur à mi-hauteur δt est plus longue. L'effet de la pression ambiante P_∞ est indiqué sur la figure 1.25 - (b). La courbe montre une pression maximale proportionnelle à la pression ambiante, mais la largeur à mi-hauteur δt est inversement proportionnelle à la pression ambiante. Il pourrait donc exister une valeur optimale de pression ambiante pour le procédé de mise en compression par cavitation. Ensuite, une étude sur l'influence de la pression partielle initiale de gaz P_{go} est présentée, figure 1.25 - (c). La pression maximale est inversement proportionnelle à P_{go}, ce qui signifie que plus le niveau de gaz non condensables dans l'eau est faible, plus l'intensité de l'onde de pression est élevée. Par contre, Sonde a aussi signifié que ce paramètre est difficile à quantifier et qu'une valeur moyenne entre l'état de saturation et l'état dégazé est utilisée d'ici.

Étude numérique d'une bulle proche d'une paroi Si l'onde de pression générée par l'effondrement de bulles sphériques a un effet mécanique sur la surface, le micro-jet résultant de l'effondrement asphérique des bulles de cavitation près de la paroi peut également produire un chargement sur la surface de la pièce traitée. Une simulation numérique de l'effondrement asphérique d'une bulle de cavitation a été établi par E. Sonde [SON 18a] par CFD. Ce modèle numérique en 2D a été réalisée avec logiciel ANSYS Fluent. La position de l'interface entre la bulle et le liquide est traitée par la méthode du *Volume of Fluide* (VOF). La vitesse du micro-jet à l'intérieur de la bulle juste avant qu'il n'atteigne l'interface inférieure de la bulle (vitesse du jet rentrant) et la vitesse d'impact sur la paroi solide ont été étudiées en détail.

En comparant aux résultats expérimentaux de Lauterborn *et al.* [LAU 74] et Shima *et al.* [SHI 81], il apparaît que la vitesse du jet rentrant présentée sur la figure 1.26-(a) semble surestimée par le modèle, notamment parce que la compressibilité du liquide n'est pas prise en compte. En plus, il est noté, pour la vitesse d'impact, que comme l'eau ambiante a un effet tampon sur le micro-jet, celui-ci sera décéléré

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2022LYSEI068/these.pdf
© [Z. Han], [2022], INSA Lyon, tous droits réservés

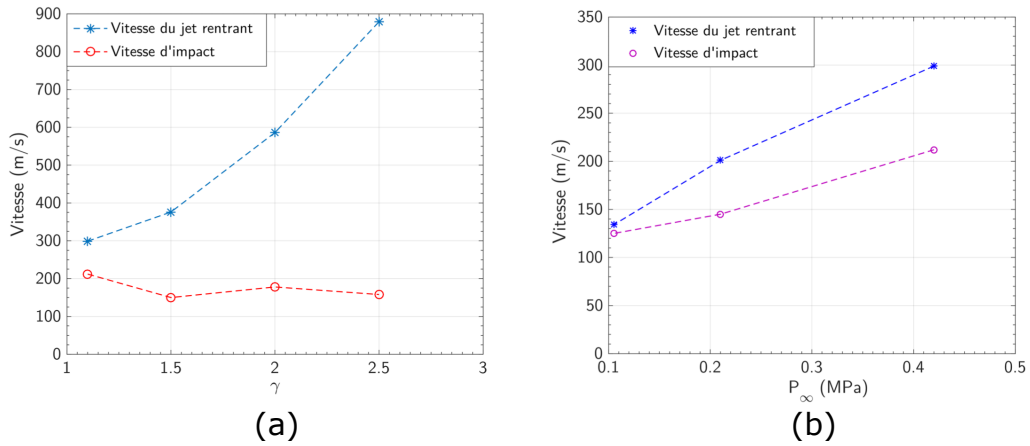


FIGURE 1.26 – Vitesse du jet rentrant et vitesse d'impact sur la paroi solide en fonction de (a) la distance entre le centre de bulle et la paroi solide normalisée γ ($\gamma = 1.1,\ 1.5,\ 2$ et 2.5, $R_0 = 2\,\text{mm}$ et $P_\infty = 0{,}42\,\text{MPa}$) ; (b) la pression ambiante P_∞ ($P_\infty = 0.105,\ 0.210$ et 0.420, $R_0 = 2\,\text{mm}$ et $\gamma = 1.1$). [SON 18a]

avant d'atteindre la paroi solide. Par conséquent, plus la bulle est proche de la paroi, plus la vitesse d'impact du micro-jet sur la surface de la pièce sera élevée. Selon le résultat de la figure 1.26 - (b), la pression ambiante a un effet important sur la vitesse du jet rentrant et la vitesse d'impact du micro-jet.

Sonde a comparé la répartition de la pression entre les deux types de charges mécaniques et a constaté que les ondes de pression générées par les bulles sphériques étaient la principale cause de la déformation plastique des surfaces traitées. Son modèle donne une pression maximale sur la surface traitée est de 3926,8 MPa pour le rayon maximal de la bulle $R_0 = 2\,\text{mm}$ avec la pression ambiante $P_\infty = 0{,}42\,\text{MPa}$ et la pression partielle initiale $P_{\text{go}} = 483\,\text{Pa}$. Dans les mêmes conditions la pression d'impact instantanée de micro-jet est 407,9 MPa. Par conséquent, il propose de négliger l'effet du micro-jet dans la modélisation numérique du procédé de mise en compression par jet d'eau cavitant.

Une étude numérique sur le traitement de surface par une bulle cavitation isolée a ensuite été faite sur un alliage d'acier AISI4140. Un modèle numérique par éléments finis a été mis au point à l'aide du code commercial ABAQUS/Explicit pour l'analyse structurelle. Afin d'obtenir les contraintes résiduelles, un calcul final d'équilibre statique est effectué avec ABAQUS/Standard. Un profil des contraintes résiduelles tracé le long de l'axe de symétrie est présenté sur la figure 1.27. Comme indiqué sur la figure 1.27, l'onde de pression générée par l'effondrement de bulles sphériques de

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2022LYSEI068/these.pdf
© [Z. Han], [2022], INSA Lyon, tous droits réservés

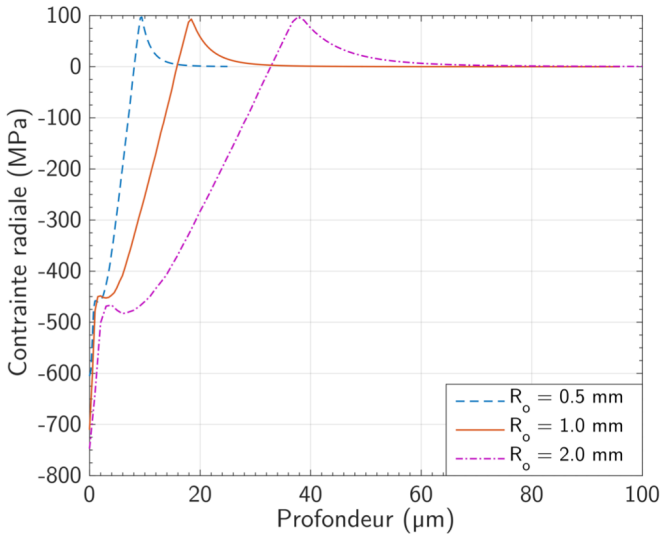


FIGURE 1.27 – Distribution des contraintes résiduelle introduit par l'onde de pression d'une bulle de cavitation individuelle. [SON 18a]

cavitation sont suffisants pour introduire des contraintes résiduelles de compression dans le matériau.

1.5 État de l'art sur l'étude des jets cavitants, leur simulation et l'étude de bulles isolées.

D'après la méthodologie proposée en figure 1.19, l'objectif de l'étude, à savoir la détermination des contraintes résiduelles dans la surface d'une pièce traitée par le procédé de mise en compression par jet d'eau cavitant peut être atteinte par une approche macroscopique ou une étude mésoscopique des différents phénomènes. L'étude de E. Sonde s'est concentrée sur la modélisation numérique, il modélise les bulles de cavitation individuelles de manière détaillée d'un point de vue numérique dans le cas d'une bulle sphérique. Les distributions de la pression d'impact sur la pièce traitée sont bien détaillées et les contraintes résiduelles introduites par la bulle individuelle sont aussi étudiés. Par contre, son modèle numérique macroscopique du jet d'eau cavitant submergé n'est pas suffisant pour modéliser la dynamique de jet.

Dans cette thèse, l'objectif de l'étude est poursuivi. Pour la méthode numérique, une simulation numérique du jet d'eau cavitant submergé sera réalisée. En même temps, un dispositif expérimental qui permet de fournir des conditions contrôlées

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2022LYSEI068/these.pdf
© [Z. Han], [2022], INSA Lyon, tous droits réservés

et de produire un jet d'eau cavitant submergé sera utilisé. Les résultats numériques pourront donc être comparés avec les résultats expérimentaux. D'autre part, en plus des méthodes numériques, pour la méthode expérimentale, nous avons essayé d'utiliser les capteurs piézoélectriques *Polyvinylidene fluoride* (PVDF) pour mesurer quantitativement la pression d'impact générée par un jet d'eau cavitant submergé sur la surface d'une pièce. La capacité et la faisabilité du capteur PVDF pour mesurer quantitativement l'onde de pression sous-marine sera donc vérifiée. Un dispositif expérimental sous générer une bulle individuelle par la focalisation laser sera utilisé. Un modèle analytique a aussi été utilisé pour vérifier la validité du capteur PVDF dans ces conditions.

1.5.1 Simulations numériques de jets d'eau cavitants submergés

La simulation numérique d'un jet d'eau cavitant submergé est un élément important pour mieux comprendre la structure interne et la dynamique d'écoulement du jet, qui ne peuvent pas être obtenus directement à partir d'images expérimentales. Cela dit, la simulation numérique des écoulements de cavitation est un processus difficile, parce que le phénomène de cavitation est généralement accompagné d'un nombre de Reynolds élevé et de processus complexes d'échanges entre les phases liquide et gazeuse.

Les simulations du phénomène de cavitation ont été nombreuses depuis longtemps. Afin de mettre en évidence, par exemple, les dommages causés par l'érosion à la surface des hydrofoils, des simulations numériques de la dynamique des nuages de cavitation sur la surface autour d'hydrofoil ont été réalisées [WU 05, HUA 14]. Echouchene *et al.* [ECH 11] ont simulé l'écoulement à l'intérieur d'un injecteur diesel et étudié les effets de la rugosité de la paroi sur un écoulement cavitant. Ils ont pu montrer que pour des écoulements avec une grande pression d'injection, l'effet de la hauteur de rugosité est faible. Des simulations ont aussi été réalisées sur la cavitation des flux d'hélice marine [JI 11, VII 17]. Par contre, à ce jour, il y a assez peu d'études sur la simulation numérique des jets d'eau cavitants submergés.

Peng *et al.* [PEN 11, PEN 13] se sont concentrés sur la simulation numérique de jet d'eau cavitant avec une méthode *Mixture* compressible. Les résultats de cette modélisation indiquent que la cavitation se produit initialement dans une région de basse pression à l'entrée de l'orifice et les zones de cavitation se concentrent princi-

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2022LYSEI068/these.pdf
© [Z. Han], [2022], INSA Lyon, tous droits réservés

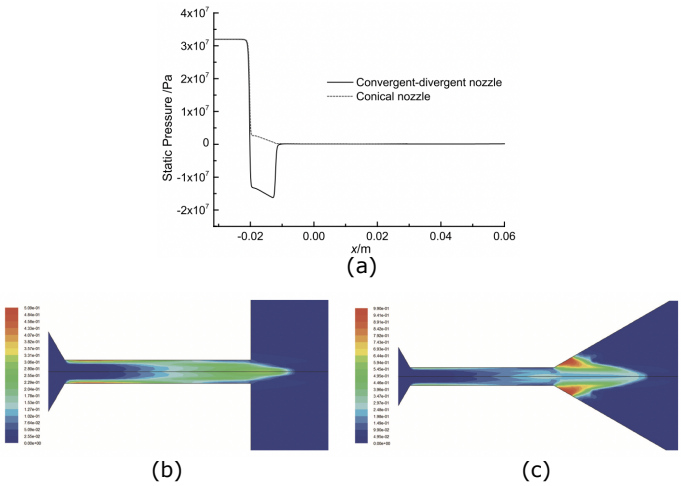


FIGURE 1.28 – (a) Distribution de la pression statique dans la direction de l'axe ; (b) Distribution de la fraction volumique de vapeur pour une buse conique et (c) une buse convergente-divergente [ZHA 13].

palement dans la couche cisaillée entourant le jet. Cependant, ce modèle n'a pas été validé morphologiquement par rapport aux résultats expérimentaux. Plus tard, Peng *et al.* [PEN 16, PEN 18b] ont réalisé des simulations numériques du comportement instationnaire d'un jet d'eau cavitant en considérant la fluctuation de la pression de la pompe d'injection. La pression d'entrée est définie dans leurs simulations comme une impulsion périodique dans le modèle sous la forme $P_i = \bar{P}_i(1 + c_A \sin(2\pi f t))$ [PEN 18b]. Zhang *et al.* [ZHA 13] ont utilisé Fluent pour simuler le comportement de cavitation à l'intérieur et à l'extérieur de buses conique et convergente-divergente. À titre de comparaison, ils ont constaté une chute de pression de 20 MPa dans l'orifice de la buse convergente-divergente, mais pas dans la buse conique comme indiqué en figure 1.28. Ils en concluent aussi que le modèle de turbulence RNG k-ε permet de simuler de manière satisfaisante le comportement en cavitation d'un écoulement.

Plus récemment, une simulation numérique pour un jet d'eau cavitant submergé a été établie par Yang *et al.* [YAN 19]. Un modèle de cavitation tenant compte des effets de la contrainte de cisaillement et un modèle de turbulence RNG modifié à l'aide de la méthode *Filter-Based Density Correction Model* (FBDCM) [HUA 14] ont été utilisés. Comme indiqué sur la figure 1.29, en comparant avec un modèle de référence, leur nouveau modèle permet de bien simuler la croissance, le détachement (*shedding*), l'effondrement et la propagation en aval des nuages de cavitation. Yang identifie ainsi trois zones dans le jet d'eau cavitant : la zone de *growing*, la zone de

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2022LYSEI068/these.pdf
© [Z. Han], [2022], INSA Lyon, tous droits réservés

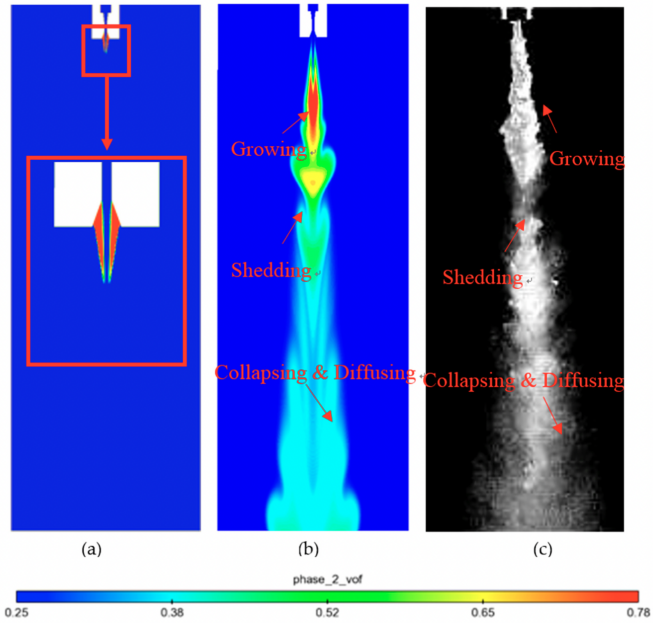


FIGURE 1.29 – Distribution de la fraction volumique de vapeur pour un jet d'eau cavitant submergé avec (a) le modèle cavitation ZGB ; (b) le modèle cavitation proposé par les auteurs ; (c) image expérimentale [YAN 19].

Shedding et la zone de *Collapsing*. Avec ce modèle, ils ont étudié l'effet de l'angle de divergence de la sortie de la buse sur la dynamique de l'écoulement pour les buses avec des angles de divergence de 40°, 60° et 80°. Les résultats des simulations numériques montrent que la vitesse du jet central diminue lorsque l'angle de divergence devient plus petit.

1.5.2 Études expérimentales de jets d'eau cavitant submergés

En plus des études numériques sur des jets d'eau cavitant submergés, des études expérimentales afin d'observer ce type de jet directement par caméra haute cadence sont nécessaires afin de comprendre le comportement et les performances de ces jets submergés. Les effets de divers paramètres sur le jet submergé ont également été étudiés expérimentalement, par exemple, l'effet de la pression d'injection, l'effet du diamètre ou de la géométrie de la buse, l'effet de la pression ambiante. [SOY 17]. Hutli *et al.* [HUT 13] ont établi un dispositif expérimental pour observer en détail un jet d'eau cavitant submergé. Après avoir analysé les images instantanées, ils ont

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2022LYSEI068/these.pdf
© [Z. Han], [2022], INSA Lyon, tous droits réservés

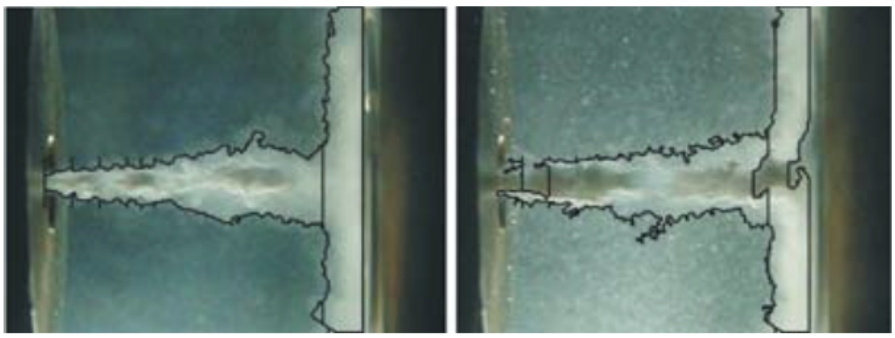


FIGURE 1.30 – Exemple d'identification des limites du jet d'eau cavitant et de la discontinuité du jet d'eau cavitant [HUT 13]

pu indiquer qu'à des pressions d'injection élevées, le front du jet d'eau cavitant principal se déplaçait progressivement vers l'aval, suivi d'une contraction radiale du jet cavitant près de la sortie de la buse. Le nuage de cavitation environnant se déplace vers l'extérieur pour former une zone de nuages en forme d'anneau. Une détection des bords des zones de cavitation a permis d'identifier les limites du jet d'eau cavitant en identifiant les changements brusques de luminosité (Figure 1.30).

Hutli *et al.* [HUT 18] ont effectué des recherches plus approfondies sur les jets d'eau cavitants. Une étude plus détaillée des paramètres affectant les performances de la mise en compression par cavitation d'un point de vue expérimental a été fait. Il ont analysé le taux d'érosion d'échantillons de cuivre par des jets d'eau cavitant pour étudier l'effet de la distance entre la buse et la pièce (*standoff distance*) et du diamètre de la buse comme représenté sur la figure 1.31. Il a été constaté que la géométrie de la buse (principalement son diamètre) et la *standoff distance* jouent un rôle crucial dans les performances du grenaillage par cavitation. Il existe une *standoff distance* optimale pour laquelle l'effet de l'érosion par cavitation est le plus important. La géométrie de la buse a une plus grande influence que tous les autres paramètres. D'autre part, Yang *et al.* [YON 20] ont étudié les caractéristiques de l'écoulement instationnaire du jet d'eau cavitant par caméra rapide, tandis que les paramètres de distance et de géométrie de la buse ont été optimisés en traitant des spécimens métalliques. Pour des buses divergentes, un angle de divergence d'environ 60° est optimal. Cependant, la *standoff* distance optimale varie en fonction de la buse. Pour mieux préciser la progression du jet d'eau cavitant submergé, Kamisaka et Soyama proposent une nouvelle progression du jet d'eau cavitant submergée par une étude expérimentale d'une buse avec une nouvelle géométrie qui introduit un

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2022LYSEI068/these.pdf
© [Z. Han], [2022], INSA Lyon, tous droits réservés

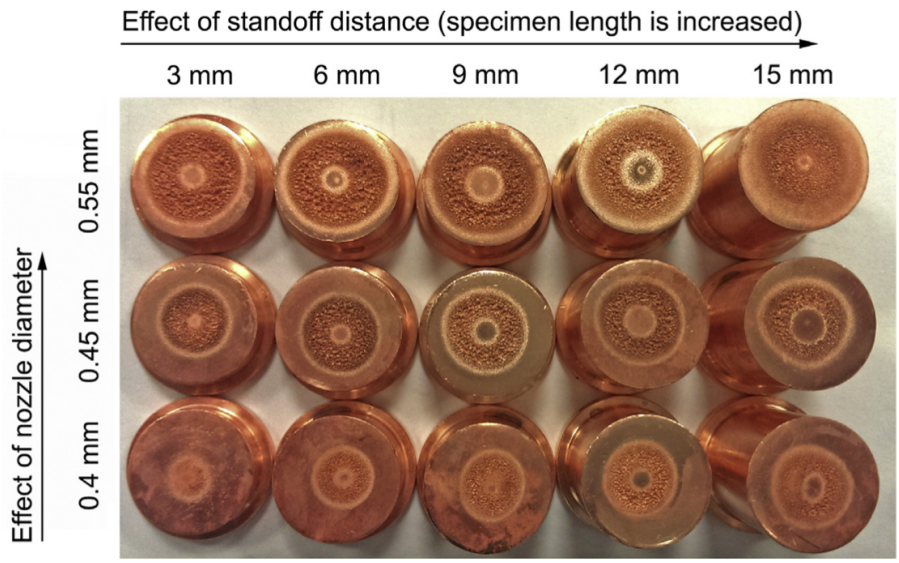


FIGURE 1.31 – Images d'échantillons de cuivre traités par un jet d'eau cavitant submergé avec différents diamètres de buse et *standoff distances* [HUT 18]

orifice d'écoulement de l'eau et un long tube de guidage [KAM 21]. La figure 1.32 est une série des images instantanées du jet d'eau cavitant submergé libre, le nuage de bulles de cavitation apparaît ici en blanc, car l'éclairage et la caméra sont placés du même côté. Le *shedding* périodique du nuage de bulles de cavitation peut être clairement observé sur ces images.

Le processus de progression du jet d'eau cavitant est expliqué sur la figure 1.33, le premier nuage de cavitation est généré par un premier noyau de jet, ensuite, un second noyau de jet traverse le premier nuage, rencontrant peu de résistance. Le

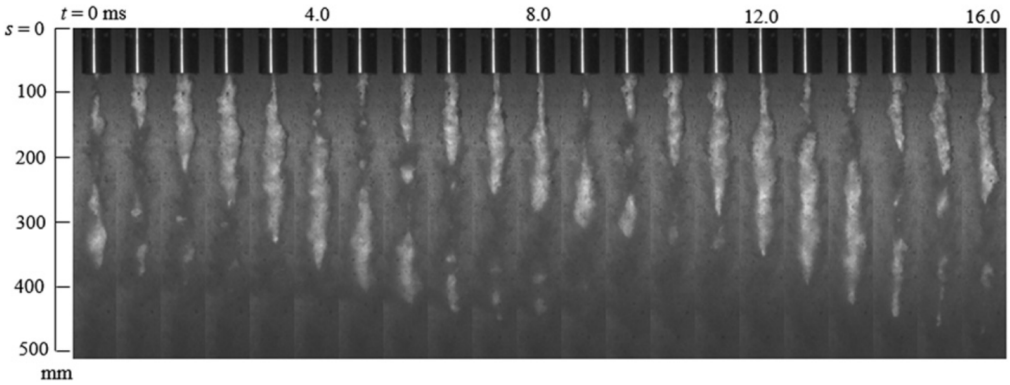


FIGURE 1.32 – Proposition d'une nouvelle géométrie de la buse avec un orifice d'écoulement de l'eau et un long tube de guidage [KAM 21]

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2022LYSEI068/these.pdf
© [Z. Han], [2022], INSA Lyon, tous droits réservés

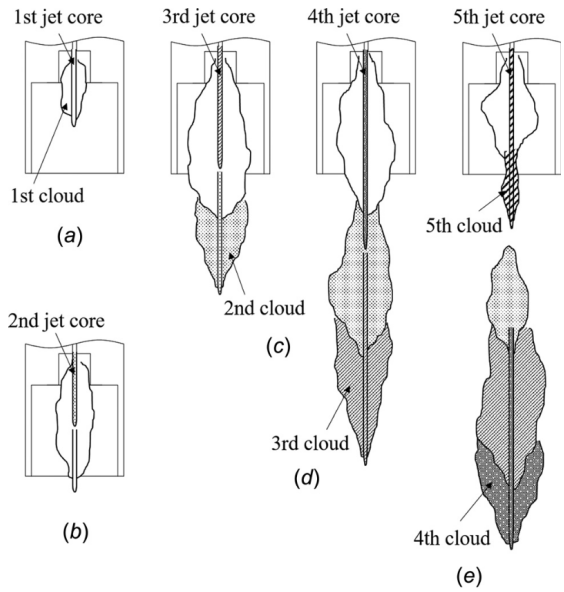


FIGURE 1.33 – Schéma du processus de progression du jet d'eau cavitant submergé [KAM 21].

deuxième nuage est créé lorsque le deuxième noyau de jet pénètre le premier nuage et entre dans l'eau. Les processus ci-dessus se répètent et le nuage se déplace vers l'aval.

Ces études expérimentales des jets de cavitation sont principalement des observations visuelles des jets à l'aide de caméras à grande vitesse. Cette méthode permet d'observer efficacement l'évolution temporelle du comportement transitoire du jet d'eau cavitant. Grâce à cette méthode, la structure extérieure du jet d'eau cavitant [HUT 13, HUT 18], ainsi que ses caractéristiques périodiques [KAM 21], peuvent être efficacement observées. Certaines études ont également introduit une analyse statistique de l'évolution du jet, telles que l'analyse *Proper Orthogonal Decompostion* (POD). L'analyse POD permet d'extraire la plupart des caractéristiques structurelles dynamiques de l'écoulement en décomposant les propriétés fluctuantes du fluide en une somme linéaire de fonctions propres orthogonales dépendant du temps et de l'espace [WAT 15]. Dans leur étude, Watanabe *et al.* ont indiqué que le comportement du nuage de cavitation est axisymétrique par rapport à l'axe du jet (Figure 1.34), tandis que le nuage de cavitation oscille périodiquement dans la direction axiale. Peng *et al.*[PEN 18a] ont également utilisé la méthode POD pour analyser la distribution temporelle et spatiale des nuages de cavitation. Ils soulignent que les modes POD sont capables de mettre en évidence les caractéristiques spatiales

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2022LYSEI068/these.pdf
© [Z. Han], [2022], INSA Lyon, tous droits réservés

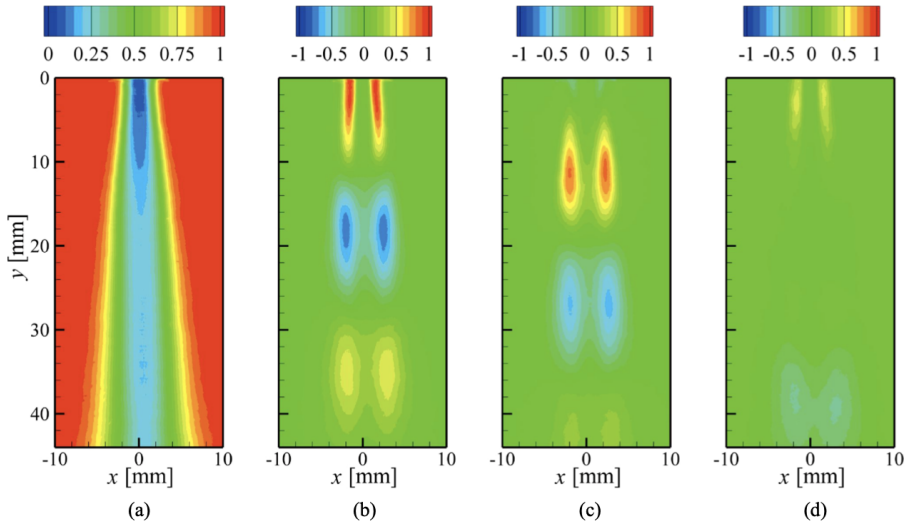


FIGURE 1.34 – Distribution spatiale du mode 0 au mode 3 du jet d'eau cavitant [WAT 15]

du nuage de cavitation dans le jet d'eau cavitant. Les modes POD d'ordre inférieurs confirment également le caractère périodique du jet d'eau cavitant submergé. Wang *et al.* [WAN 21b] ont également vérifié ces aspects et soulignent de manière plus précise que les coefficients temporels du mode 1 obtenus par POD peuvent mieux refléter les caractéristiques périodiques du développement du jet d'eau cavitant.

1.5.3 Études d'une bulle cavitation isolée

Les travaux sur la dynamique d'une bulle cavitation isolée sont nombreux. Les études sur la dynamique de bulles de cavitations isolées se sont principalement concentrées sur l'observation de la dynamique d'une seule bulle générée dans l'eau, le phénomène de la sonoluminescence généré par cette bulle et de l'onde de choc générée par l'effondrement de la bulle [PLE 49, LAU 97, OHL 99, AKH 01, WAN 07, LAU 13, SUP 15]. Certains se sont concentrés sur les bulles asphériques générées près de frontières solides ou élastiques [LAU 75, YAN 13, VIN 14] et certains ont également étudié la dynamique de bulles dans les matériaux viscoélastiques [HAM 15, OGU 18].

Il existe trois principales méthodes pour générer des bulles indépendantes de manière suffisament simple et reproductible : les décharge sous-marines, les ondes ultrasoniques et les impulsions laser focalisées. Wang *et al.* [WAN 07] ont déchargé un condensateur composé d'électrodes en tungstène pour générer une bulle à différentes

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2022LYSEI068/these.pdf
© [Z. Han], [2022], INSA Lyon, tous droits réservés

distances d'une frontière solide. Ils ont utilisé un polymère piézoélectrique en *Polyvinylidene fluoride* (PVDF) pour mesurer l'onde de pression générée par l'effondrement de la bulle de cavitation et ont utilisé le signal mesuré pour expliquer le processus d'effondrement de la bulle sur différentes plages de distance de la limite solide. Néanmoins, dans leur étude, le capteur PVDF a nécessité un calibrage (technique d'impact de bille de type pendule) pour obtenir une mesure quantitative de la pression. Ce processus de calibration consiste à déterminer la relation entre les charges électriques produites et la pression qui produit l'effet piézoélectrique. Une autre méthode pour produire des bulles de cavitation consiste à utiliser des ondes acoustiques, comme les ultrasons [NEP 80], mais il est difficile de contrôler le nombre et l'emplacement des bulles ainsi créées. Dans un environnement de laboratoire, l'utilisation d'une impulsion laser focalisée pour produire des bulles de taille contrôlable est probablement la méthode la plus utilisée [LAU 80, AKH 01, DIJ 08, OBR 13].

Lauterborn et Ohl [LAU 80] ont utilisé des bulles induites par laser dans l'eau et observé en détail la dynamique de l'effondrement des bulles avec une caméra à grande vitesse (cavitation optique). Tomita et Shima [TOM 90] ont expliqué en détail l'ensemble du processus et de la méthode de création de bulles dans l'eau par laser. Ils ont également présenté une méthodologie de contrôle du faisceau laser et de son énergie pour parvenir à contrôler la génération de bulles.

Dans toutes ces études, un système d'imagerie rapide avec caméra haute vitesse a permis d'observer une bulle seule résultant d'une transmission d'énergie élevée dans l'eau. Cependant, toutes ont souligné le fait que la mesure de la pression reste un défi en raison de la brièveté de l'impulsion (de l'ordre de la nanoseconde), de la forte intensité de la pression (qui peut atteindre le niveau du GPa) [JON 60, FUJ 78] et des surfaces de mesure des capteurs trop grandes (quelques mm) à courte distance par rapport à la courbure de l'onde de choc.

En plus des études expérimentales, de nombreuses études numériques ont été menées pour prédire la dynamique d'effondrement des bulles sphériques et l'onde de pression qui en résulte. Le premier modèle a été proposé par Rayleigh [RAY 17a] pour décrire la dynamique d'une bulle sphérique isolée dans un milieu incompressible. Toutefois, l'hypothèse d'incompressibilité du liquide ne permettait pas de prendre en compte les ondes de choc. Gilmore [GIL 52] a proposé un modèle plus précis en utilisant l'approximation de Kirkwood-Bethe [KIR 42]. Celle-ci suppose que la propagation des ondes dans le liquide se produit à la vitesse du son dans

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2022LYSEI068/these.pdf
© [Z. Han], [2022], INSA Lyon, tous droits réservés

l'eau. Néanmoins, cette approximation devient imprécise pour un nombre de Mach élevé ([BEN 90]). Le modèle de Gilmore a aussi la particularité de prendre en compte les deux périodes de croissance et d'effondrement d'une bulle sphérique, en même temps qu'il considère les termes de compressibilité de second ordre qui permettent de mieux prendre en compte la compressibilité du liquide. Keller et Miksis ([KEL 80]) ont proposé un modèle basé sur une vitesse du son constante dans le liquide avec aussi prise en compte de la compressibilité.

Afin de déterminer l'onde de pression générée par l'effondrement de la bulle, un hydrophone à sonde à fibre optique (*Fiber Optic Probe Hydrophone* FOPH) a été utilisé par Wang [WAN 99]. Sinibaldi *et al.* [SIN 19] ont également utilisé le FOPH pour déterminer le champ de pression issu de bulles induites par le laser, afin d'étudier les effets de l'angle de focalisation du laser et de l'énergie du laser sur la génération de bulles. D'après ces applications, le FOPH semble être un bon équipement pour mesurer l'onde de pression. Le principe du FOPH est d'enregistrer les changements de l'indice de réfraction du liquide causés par les ondes de pression, sa précision varie en fonction de différents aspects, comme la température de l'eau, la présence éventuelle d'impuretés dans l'eau et la distance entre le centre de la bulle et le capteur.

Les capteurs à film PVDF sont une autre technologie qui a la capacité de mesurer directement l'onde de pression. Bauer [BAU 04] a montré des applications réussies de capteurs PVDF dans différents domaines d'applications avec une capacité de mesure de pression dans une gamme de quelques kPa à quelques GPa et une résolution temporelle pouvant atteindre la nanoseconde [ARR 16]. Bauer [BAU 88] a utilisé des capteurs PVDF pour réaliser la mesure d'une pression dynamique élevée dans des barres d'Hopkinson et pour des matériaux à faible impédance [HIE 10].

Toda *et al.* [TOD 06] ont créé un capteur de vibrations en combinant une tête de contact en caoutchouc de silicone avec un film PVDF incurvé. De plus, comparé aux céramiques piézoélectriques, le PVDF a une impédance acoustique proche de celle de l'eau permettant d'obtenir une plus grande sensibilité. Sous un même choc, le PVDF a tendance à fournir une tension de sortie plus élevée. En même temps, un film PVDF flexible peut être plus facilement fixé sur des surfaces de formes diverses. De plus, les capteurs d'ondes de choc immergés conventionnels, comme les capteurs à base de cristal et de quartz, ont une bande de fréquence plus basse (quelques kHz) ; par conséquent, le capteur PVDF est plus adapté à la mesure des impacts.

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2022LYSEI068/these.pdf
© [Z. Han], [2022], INSA Lyon, tous droits réservés

1.6 Synthèse

Cette étude bibliographique a permis de contextualiser les objectifs des procédés de mise en compression des surfaces. Ces procédés permettent de retarder la création et la propagation de fissures dues à des contraintes résiduelles de traction en introduisant des contraintes résiduelle de compression dans les pièces. La résistance à la fatigue de la pièce est ainsi améliorée. Quelques procédés ont été présentés, tels que le grenaillage de précontrainte, le procédé de mise en compression par choc laser et la mise en compression par jet d'eau pure. Le procédé de mise en compression par jet d'eau cavitant, en tant que nouveau procédé, présente de nombreux avantages, par exemple, l'absence de contamination de la surface de la pièce et convient à des pièces de géométrie complexe.

L'objectif final de cette étude est de déterminer les contraintes résiduelles de compression induites dans une pièce traitée. Une méthodologie d'étude du procédé, proposée par E. Sonde a été rappelée ici. Les principaux résultats issus des recherches de E. Sonde sur le procédé de mise en compression par jet d'eau cavitation ont été rappelés. Il a établi un modèle numérique rudimentaire pour simuler le jet d'eau cavitant à un niveau macroscopique. Par contre, ce modèle n'est pas suffisant pour simuler le jet d'eau cavitant correctement. Donc, dans cette thèse, l'objectif est d'établir un modèle de simulation numérique afin de simuler le jet d'eau cavitant submergé plus détaillé qui permet de simuler non seulement la forme du jet, et également capturer le comportement dynamique du jet d'eau cavitant, par exemple, le détachement périodique de nuages de cavitation. Un banc d'expérimental sera aussi mis en place pour valider les résultats de simulation. De plus, une étude expérimentale exploratoire sera également menée afin de valider la faisabilité d'une mesure de pression par capteur PVDF nécessaire à l'étude des fluctuations de pression subies par une pièce soumise au procédé de mise en compression par jet d'eau cavitant.

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2022LYSEI068/these.pdf
© [Z. Han], [2022], INSA Lyon, tous droits réservés

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2022LYSEI068/these.pdf
© [Z. Han], [2022], INSA Lyon, tous droits réservés

Chapitre 2

Simulation numérique du jet d'eau cavitant submergé

La simulation macroscopique du jet d'eau cavitant submergé est une étape importante dans la description du processus de Water Cavitation Peening (WCP). Ce chapitre explique le processus de modélisation numérique de jet d'eau cavitant mis en place. Les méthodes de modélisation numérique des phénomènes de turbulence, d'écoulement multiphasique et de cavitation seront décrites en détail. Des simulations numériques sont effectuées dans ce chapitre avec différente géométrie de la buse. Les effets des contraintes de cisaillement entre le jet d'eau à haute vitesse et le liquide d'environnement sont pris en compte dans l'évaluation du seuil d'apparition de la cavitation. Parallèlement, une modification de la viscosité turbulente du modèle de turbulence est également implémentée.

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2022LYSEI068/these.pdf
© [Z. Han], [2022], INSA Lyon, tous droits réservés

Sommaire

2.1 Objectif de la simulation numérique du jet d'eau cavitant . 54
2.1.1 Détermination du domaine de simulation 55
2.1.1.1 Domaine de simulation 56
2.1.1.2 Géométrie interne de la buse 56
2.1.2 Paramètres physiques pertinents pour le jet d'eau cavitant . . 57
2.1.2.1 Nombre de Reynolds — *Re* 57
2.1.2.2 Composition du jet d'eau cavitant 58
2.2 Simulation numérique du jet d'eau cavitant submergé — équations Navier-Stokes 59
2.2.1 Simulation numérique de l'écoulement turbulent 60
2.2.1.1 Équations de *Reynolds-Averaged Navier-Stokes* (RANS) 64
2.2.1.2 L'hypothèse de Boussinesq 66
2.2.1.3 Modèle de turbulence 67
2.2.1.4 Modèle de turbulence $k-\varepsilon$ 67
2.2.2 Modèle multiphasique 69
2.2.3 Modèle de cavitation 70
2.2.3.1 L'équation de transfert de masse 71
2.2.3.2 Modèle simplifié de cavitation 72
2.3 Simulation du jet d'eau cavitant submergé 73
2.3.1 Maillage du calcul 73
2.3.1.1 Couche limite et *Wall Function* 74
2.3.1.2 Maillage final 77
2.3.2 Méthode numérique 78
2.4 Résultats de la simulation du jet d'eau cavitant submergé . 78
2.4.1 Résultats avec la géométrie réelle et les modèles classiques . . 78
2.4.2 Modification de la géométrie de l'interne de la buse 80
2.4.3 Résultats de modélisation avec la buse modifiée 81
2.4.4 Conclusion des simulations avec les modèles classiques 82
2.5 Modification du modèle 83
2.5.1 Modification de la viscosité turbulente du modèle $k-\varepsilon$ 84

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2022LYSEI068/these.pdf
© [Z. Han], [2022], INSA Lyon, tous droits réservés

2.5.2 Modification de la pression seuil du modèle cavitation 86
2.6 Résultats avec la nouvelle géométrie de buse et l'implémentation des nouveaux modèles 88
2.7 Conclusion 93

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2022LYSEI068/these.pdf
© [Z. Han], [2022], INSA Lyon, tous droits réservés

2.1 Objectif de la simulation numérique du jet d'eau cavitant

La simulation numérique du jet d'eau cavitant submergé est une étape importante dans l'étude du *Water Cavitation Peening* (WCP). Elle apporte des données complémentaires aux données obtenues expérimentalement. Les caractéristiques de l'écoulement liquide (vitesse, pression, vorticité, etc.) et la distribution de la fraction volumique de vapeur dans le jet d'eau cavitant peuvent être calculées. D'un point de vue macroscopique, le jet d'eau cavitant est le résultat de l'injection d'un jet d'eau à haute vitesse dans une enceinte remplie d'eau immobile. L'énorme gradient de vitesse entre le jet et le liquide ambiant produit une couche de fort cisaillement. Dans cette couche, les contraintes de cisaillement sont telles que des bulles / poches de cavitation apparaissent. La figure 2.1 présente un exemple d'image instantanée du jet d'eau cavitant submergé obtenue par imagerie en transmission. Les zones noires correspondent aux poches de vapeur, au hublot ou à la buse, les zones claires correspondent aux zones liquides. Les parties de l'image granuleuses sont associées à des bulles non résolues par le système d'imagerie. L'objectif de la simulation numérique est de reproduire ce type de jet d'écoulement cavitant avec une méthode numérique dans les mêmes conditions. Il faudra toutefois rester prudent dans la comparaison numérique/expérimentale notamment où les informations apportées par les deux approches sont différentes. Il n'est donc pas possible de comparer rigoureusement une image en transmission à un calcul de la fraction volumique. Nous nous limiterons donc à une analyse morphologique et dynamique basique.

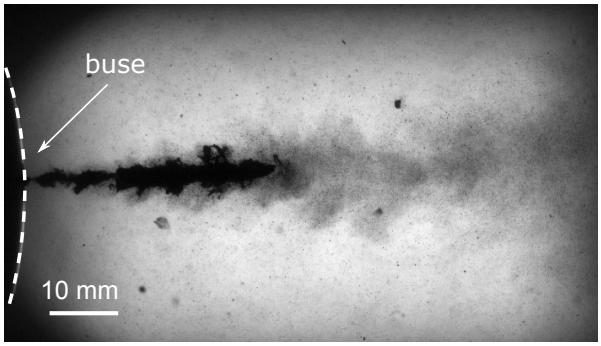


FIGURE 2.1 – Image instantanée du jet d'eau cavitant, $p_{\text{inlet}} = 250\,\text{bar}$, $p_{\text{outlet}} = 0\,\text{bar}$.

Afin de réaliser la simulation, ANSYS Fluent est utilisé pour résoudre numériquement les équations de la dynamique des fluides. Dans ce chapitre, les

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2022LYSEI068/these.pdf
© [Z. Han], [2022], INSA Lyon, tous droits réservés

différents modèles seront discutés en termes de précision, et de coûts de calcul afin de sélectionner la méthode de simulation numérique la plus appropriée.

2.1.1 Détermination du domaine de simulation

Un banc expérimental reproduisant le procédé de WCP a été réalisé. La simulation vise à reproduire le jet d'eau cavitant dans les conditions similaires. Le Chapitre 3 présentera de manière plus détaillée le banc expérimental, mais pour plus de clarté le principe général de l'écoulement est résumé ici.

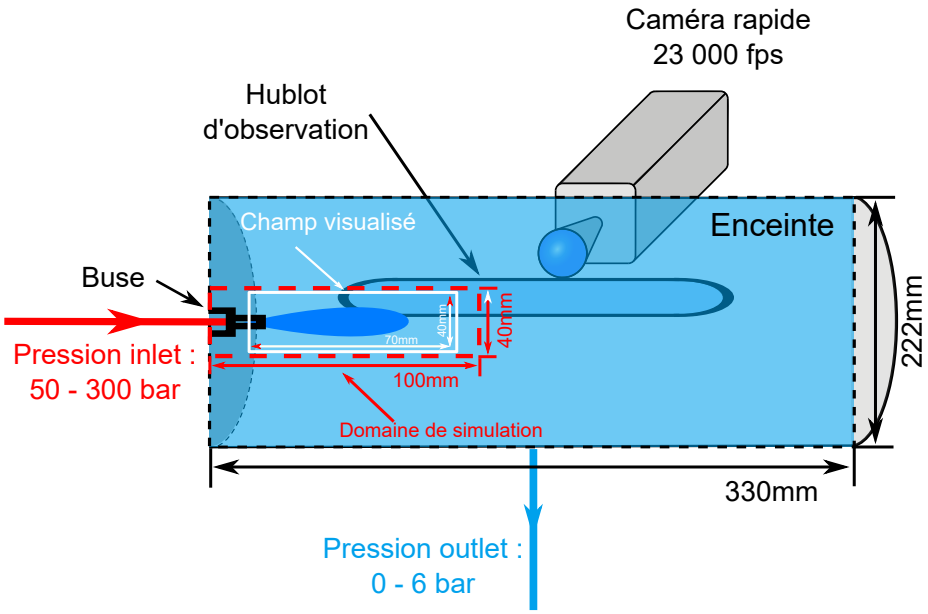


FIGURE 2.2 – Schéma de l'enceinte reproduisant le procédé de WCP.

Le jet d'eau cavitant se produit quand le jet d'eau à grande vitesse est injecté à travers la buse dans une liquide immobile (figure 2.2). Afin de mieux décrire la géométrie interne de l'enceinte cylindrique, la figure 2.2 représente une coupe de l'enceinte. La longueur de l'enceinte est de 330 mm avec un diamètre interne de 222 mm. La pression relative de l'enceinte est réglable de 0 bar à 6 bar. Des hublots d'observation des deux côtés de l'enceinte permettent de visualiser et d'enregistrer les images du jet d'eau cavitant par caméra rapide. Le jet d'eau est injecté dans l'enceinte à une pression de 50 bar à 300 bar à travers la buse (à la gauche de l'enceinte).

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2022LYSEI068/these.pdf
© [Z. Han], [2022], INSA Lyon, tous droits réservés

2.1.1.1 Domaine de simulation

Les dimensions du domaine de simulation sont déterminées à partir de la taille du domaine expérimental. L'enceinte cylindrique fournit un espace suffisant pour que le jet d'eau cavitant soit généré et se propage. Pour obtenir des résultats de simulation puis comparables à l'expérimental, la zone de simulation doit être déterminée de manière à correspondre au domaine expérimental. Cependant, la taille du domaine expérimental étant importante, il n'est pas, dans la pratique, possible de mailler la totalité du domaine expérimental : ceci nécessiterait un coût de calcul énorme. Après une étude paramétrique ad hoc, je suis parvenu à un domaine de simulation représenté par la zone rectangulaire de 100 mm × 40 mm (pointillée rouge sur la figure 2.2). Il convient de mentionner qu'afin de réduire le coût de calcul, le modèle peut être simplifié à une forme axisymétrique. À titre indicatif, le champ visualisé par la caméra est aussi présenté par un rectangle blanc avec la taille de 70 mm × 40 mm.

2.1.1.2 Géométrie interne de la buse

Le domaine de simulation a été déterminé à la section 2.1.1.1. Par contre, le diamètre et la géométrie interne de la buse n'est pas encore déterminé. Selon Soyama et Wang *et al.* [SOY 13, SOY 20, WAN 22], la géométrie de la buse à une grande influence sur le comportement du jet d'eau cavitant. Il est donc nécessaire de déterminer la géométrie interne de la buse utilisée sur le banc expérimental. La figure 2.3 présente une coupe transversale de l'intérieur de la buse. Avec l'aide du laboratoire MATEIS (Matériaux : Ingénierie et Science), nous avons utilisé un microscope pour déterminer la géométrie de la buse. Sur la figure 2.3, la buse est représentée par la ligne pointillée rouge, la zone hachurée à l'extérieur de la buse est le raccord utilisé pour fixer la buse.

À partir des images prises par le microscope, nous pouvons reconstruire la géométrie de la buse. La buse a une expansion interne étagée, le plus petit diamètre de la buse situé à l'entrée, a un diamètre de 0,27 mm (figure 2.3-(a)). La buse s'élargit ensuite suivant un divergent de diamètre de 0,87 mm (figure 2.3-(b)). La buse est ensuite constituée d'une succession de 3 élargissements de diamètre 1,59 mm (figure 2.3-(c)), 3,15 mm (figure 2.3-(d)) et 3,8 mm.

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2022LYSEI068/these.pdf
© [Z. Han], [2022], INSA Lyon, tous droits réservés

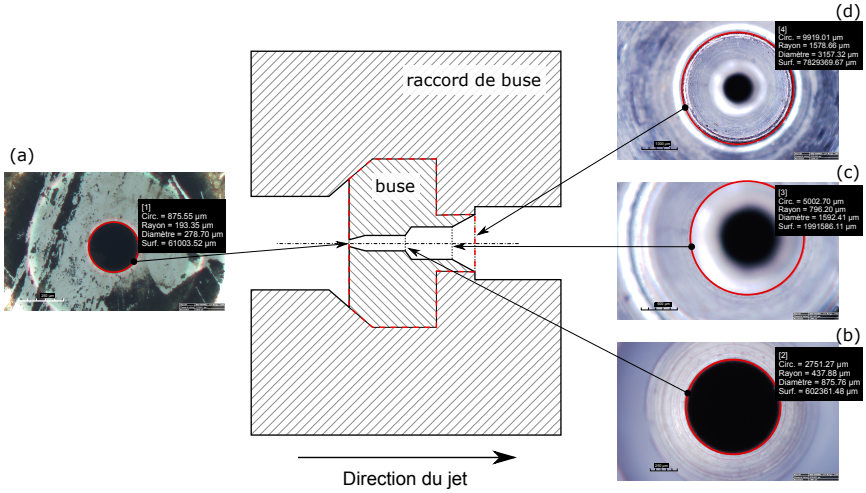


FIGURE 2.3 – Géométrie interne de la buse dans le dispositif expérimental.

2.1.2 Paramètres physiques pertinents pour le jet d'eau cavitant

L'écoulement à simuler étant cavitant, il convient d'utiliser une approche diphasique composée d'une phase liquide et d'une phase vapeur. En plus, la turbulence, constituée de tourbillons de différentes échelles, joue un rôle important dans la génération du phénomène de cavitation. Le nombre de Reynolds Re sera donc discuté par la suite pour vérifier la présence de turbulence. Parallèlement, le processus de cavitation s'accompagne d'un transfert de masse entre les deux phases. Le modèle de cavitation utilisé sera décrit.

2.1.2.1 Nombre de Reynolds — Re

En mécanique des fluides, le nombre de Reynolds Re est une mesure du rapport entre la force d'inertie $\rho U^2/L$ et la force visqueuse $\mu U/L^2$ d'un fluide, avec ρ la masse volumique du fluide, U la vitesse caractéristique du fluide, μ la viscosité dynamique du fluide et L la dimension caractéristique de l'écoulement. C'est un paramètre adimensionnel. Lorsque le nombre de Reynolds Re est faible, la force visqueuse a un effet plus important sur l'écoulement que la force d'inertie, la perturbation de la vitesse dans le champ d'écoulement sera affaiblie par la force visqueuse et l'écoulement sera donc stable, l'écoulement est laminaire. Inversement, lorsque le nombre de Reynolds est élevé, l'influence de l'inertie sur le champ d'écoulement est

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2022LYSEI068/these.pdf
© [Z. Han], [2022], INSA Lyon, tous droits réservés

plus grande que la force visqueuse, l'écoulement est plus instable, des fluctuations de vitesse se développent plus facilement. D'une manière générale, pour un écoulement de conduite, le nombre de Reynolds $Re < 2100$ correspond à un écoulement laminaire, $Re > 4000$ correspond à un état d'écoulement turbulent et $2100 < Re < 4000$ correspond à un régime transitoire. Le nombre de Reynolds Re est défini comme suit :

$$Re = \frac{\rho U L}{\mu}. \tag{2.1}$$

Dans ce cas, la température ambiante est de 25 °C, ρ est $997\,\mathrm{kg\,m^{-3}}$, μ est $1{,}01 \times 10^{-3}\,\mathrm{Pa\,s}$. La vitesse maximale dans le système est atteinte au niveau de la buse et la longueur caractéristique L correspond au plus petit diamètre. En négligeant les pertes de charge, la vitesse de l'écoulement peut être estimée à l'aide du théorème de Bernoulli (2.2) :

$$\frac{1}{2}\rho U^2 + \rho g z + p = constante. \tag{2.2}$$

En supposant que l'altitude du fluide z est constante, on néglige $\rho g \Delta z$ par rapport à Δp, l'équation de Bernoulli peut être réduite sous la forme de l'équation (2.3). La vitesse de l'écoulement au niveau de la buse est proportionnelle à $\sqrt{\Delta p}$ où Δp est la différence de pression entre la pression d'injection et l'enceinte.

$$U = \sqrt{\frac{2\Delta p}{\rho}}. \tag{2.3}$$

À partir des paramètres d'entrée du banc expérimental, il est possible d'évaluer un nombre de Reynolds de 26 000. Par conséquent, pour la simulation du jet d'eau cavitant, il est nécessaire de considérer l'écoulement comme turbulent.

2.1.2.2 Composition du jet d'eau cavitant

En plus de la présence de la turbulence, il est nécessaire de prendre en compte l'aspect diphasique du jet. Cet aspect est modélisé par l'introduction d'un paramètre α qui représente la fraction volumique dans la modélisation d'un mélange de liquide et de gaz [KUN 00, SON 18b]. Pour un mélange de liquide et de gaz, ρ_m est la masse volumique :

$$\rho_m = \sum_{k=1}^{n} \alpha_k \rho_k, \tag{2.4}$$

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2022LYSEI068/these.pdf
© [Z. Han], [2022], INSA Lyon, tous droits réservés

$\overrightarrow{v_m}$ est la vitesse moyenne de la masse :

$$\overrightarrow{v_m} = \frac{\sum_{k=1}^{n} \alpha_k \rho_k \overrightarrow{v_k}}{\rho_m}, \tag{2.5}$$

et, μ_m est la viscosité :

$$\mu_m = \sum_{k=1}^{n} \alpha_k \mu_k, \tag{2.6}$$

ici, n est le nombre total de phases dans le mélange et k représente chaque phase dans le mélange. Dans le cas présent (jet d'eau cavitant), nous supposons que l'écoulement est composé par deux types de phases ($n = 2$), la phase liquide et la phase vapeur.

2.2 Simulation numérique du jet d'eau cavitant submergé — équations Navier-Stokes

Les équations de base de la dynamique des fluides sont données par trois équations principales, à savoir les équations de conservation de la masse, de conservation de la quantité de mouvement et de conservation de l'énergie, qui sont exprimées en détail comme suit [FER 20] :
l'équation de conservation de la masse :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{v}) = 0, \tag{2.7}$$

l'équation de conservation de la quantité de mouvement :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \vec{v}) + \nabla \cdot (\rho \vec{v}\vec{v}) = -\nabla p + \nabla \cdot \overline{\overline{\tau}} + \rho \vec{g} + \vec{F}, \tag{2.8}$$

et l'équation de conservation de l'énergie :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho h) + \nabla \cdot (\rho h \vec{v}) = \nabla \cdot (\lambda_t \nabla T) + \frac{\partial p}{\partial t} + \vec{v} \cdot \nabla p + \nabla \vec{v} : \overline{\overline{\tau}}, \tag{2.9}$$

où p est la pression statique, $\overline{\overline{\tau}}$ est le tenseur des contraintes visqueuses, $\vec{g}$ est la gravité, $\vec{F}$ les forces externes, h est l'enthalpie du fluide, T est la température et λ_t et la conductivité thermique. Dans cette étude, la simulation du fluide est résolue sous l'hypothèse de l'incompressibilité, de sorte que l'équation de l'énergie n'est pas résolue. Simultanément, aucune force volumique telle que la gravité n'est considérée

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2022LYSEI068/these.pdf
© [Z. Han], [2022], INSA Lyon, tous droits réservés

ici, c'est-à-dire $\rho\vec{g}=0$ et $\vec{F}=0$. Le tenseur des contraintes visqueuses $\overline{\overline{\tau}}$ est exprimé pour un fluide newtonien comme suit :

$$\overline{\overline{\tau}}=\mu\left[\nabla\vec{v}+(\nabla\vec{v})^T\right]+\lambda_2\nabla\cdot\vec{v}=\mu\left[\nabla\vec{v}+(\nabla\vec{v})^T-\frac{2}{3}(\nabla\cdot\vec{v})I\right]+\mu_v(\nabla\cdot\vec{v})I, \quad (2.10)$$

où μ, λ_2, $\mu_v=\lambda_2+2\mu/3$ désignent respectivement la viscosité dynamique, la seconde viscosité et la viscosité de volume. Selon l'hypothèse de Stokes, la viscosité de volume $\mu_v=0$, et par ailleurs, pour les fluides incompressibles, $\nabla\cdot\vec{v}=0$. Le tenseur des contraintes visqueuses s'exprime alors simplement comme :

$$\overline{\overline{\tau}}=\mu\left[\nabla\vec{v}+(\nabla\vec{v})^T\right]. \quad (2.11)$$

L'équation (2.11) est réintroduite dans l'équation de conservation de la quantité de mouvement (2.8). L'équation de conservation de la quantité de mouvement réduite peut être écrite comme suit :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho\vec{v})+\nabla\cdot(\rho\vec{v}\vec{v})=-\nabla p+\nabla\cdot(\mu\nabla\vec{v}). \quad (2.12)$$

Jusqu'à maintenant, avec l'équation de conservation de la masse (2.7) et l'équation de conservation de quantité de mouvement réduite (2.12), le problème de simulation d'écoulement incompressible peut être résolu avec la méthode *Direct Numerical Simulation* (DNS) qui va résoudre directement l'équation de Navier-Stokes au format d'ordre supérieur. Théoriquement, la méthode DNS est la méthode le plus simple et la plus précise dans le domaine de CFD. Par contre, en pratique, résoudre les équations Navier-Stokes directement et simuler tous les paramètres de l'écoulement est extrêmement coûteux. D'autres méthodes, plus simples, existent et sont présentées dans la suite.

2.2.1 Simulation numérique de l'écoulement turbulent

La turbulence apparaît à des nombres de Reynolds *Re* élevés. En termes de structure physique, l'écoulement turbulent est une superposition de tourbillons de différentes échelles avec une structure rotative. L'échelle de ces tourbillons et l'orientation de leur axe de rotation sont aléatoires et changeants rapidement dans le temps. Le transfert de quantité, de mouvement, de chaleur et de masse dû à ce mouvement aléatoire conduit à une forte diffusion et dissipation dans l'écoulement.

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2022LYSEI068/these.pdf
© [Z. Han], [2022], INSA Lyon, tous droits réservés

En général, la turbulence est extrêmement irrégulière et instable. Le champ de vitesse est variant de manière aléatoire dans le temps et l'espace. La structure de la turbulence est donc très complexe. La turbulence est modélisée comme étant composée de tourbillons de différentes échelles, les tourbillons à grande échelle et les tourbillons à petite échelle. Les tourbillons à petite échelle sont principalement influencés par les forces visqueuses et le processus de décomposition des tourbillons à grande échelle en tourbillons à petite échelle s'accompagne d'un transfert d'énergie. Enfin, en raison des forces visqueuses du fluide, les tourbillons à petite échelle continuent à se décomposer en tourbillons à plus petite échelle, et ce processus se poursuit jusqu'à ce que l'énergie cinétique turbulente soit dissipée [HIN 75, STR 01].

Afin de simuler le phénomène de turbulence, les méthodes sont généralement divisées en trois catégories principales : la simulation numérique directe ou *Direct Numerical Simulation* (DNS), la simulation des grandes structures de la turbulence ou *Large Eddy Simulation* (LES) et la méthode *Reynolds-Averaged Navier-Stokes* (RANS) qui consiste à résoudre les équations de Navier-Stokes moyennées dans le temps.

***Direct Numerical Simulation* (DNS)** Parmi ces méthodes, la méthode DNS consiste à résoudre directement les équations *Navier-Stokes* instationnaire, sans aucune modification. C'est une méthode qui est plus simple et donne le résultat de simulation le plus précis en théorie. La méthode DNS simule donc toutes les échelles des tourbillons sans distinction, de sorte que ce n'est qu'avec une maille suffisamment fine et un pas de temps faible que nous pouvons discerner la structure spatiale détaillée et les propriétés temporelles extrêmement variables de la turbulence. Cette méthode nécessite d'énormes ressources de calcul.

***Reynolds-Averaged Navier-Stokes* (RANS)** Jusqu'à présent, les méthodes DNS à des nombres de Reynolds élevés sont difficiles à mettre en œuvre. Des méthodes mathématiques avec différentes simplifications des écoulements turbulents ont donc été proposées. C'est le cas de la méthode RANS qui fait la moyenne de la vitesse instantanée et de la pression de la turbulence dans la dimension temporelle. Cette méthode est la plus largement utilisée dans la domaine industriel d'aujourd'hui. Elle utilise également la viscosité turbulente pour modéliser les fluctuations turbulentes. La méthode RANS ne nécessite pas un maillage ultrafin comme la méthode DNS, ce qui rend ses calculs plus rapides et la précision des résultats

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2022LYSEI068/these.pdf
© [Z. Han], [2022], INSA Lyon, tous droits réservés

peut largement refléter les propriétés physiques de la turbulence. Pour résoudre le problème d'écoulement instationnaire, un terme instationnaire $\partial/\partial t$ est ajouté au modèle RANS pour le faire évoluer vers un modèle *Unsteady Reynolds-Averaged Navier-Stokes*, également connu sous le nom de modèle URANS.

***Large Eddy Simulation* (LES)** Il existe également la méthode *Large Eddy Simulation* (LES), assez populaires ces dernières années pour simuler la turbulence. La méthode LES simule directement les tourbillons à grande échelle dans l'écoulement turbulente. Pour les tourbillons à petite échelle, plus petits que la taille du maillage, ils seront filtrés et modélisés. Cette approche nécessite donc une plus faible densité de maillage et moins de ressources informatiques que l'approche DNS. Cependant, cette méthode nécessite toujours une densité de maillage élevée, notamment dans les domaines de la couche limite où la densité du maillage est beaucoup plus élevée que celle de la méthode de RANS, et nécessite toujours un énorme coût de calcul.

L'approche hybride *Detached Eddy Simulation* (DES) Outre les modèles de base mentionnés ci-dessus, un certain nombre de modèles hybrides sont également couramment utilisés, comme le modèle hybride RANS et LES, connu sous le nom de modèle DES (*Detached Eddy Simulation*) [HED 02, BAS 05]. Le modèle DES considère qu'il est inutile et impossible d'utiliser la méthode LES pour capturer toutes les échelles de tourbillons, parce que les échelles de tourbillons de la couche limite sont généralement faibles. Le modèle DES utilise donc le RANS pour les calculs aux parois et la LES pour l'écoulement principal.

Les approches d'extension RANS Il existe un modèle établi à partir du modèle RANS, qui ajuste la dissipation en ajustant un paramètre empirique $f_k \in [0,1]$, PANS (*Partially Averaged Navier-Stokes*)[GIR 03, GIR 05, GIR 06], de sorte que le modèle peut être mélangé entre DNS ($f_k = 0$) et RANS ($f_k = 1$). La même idée est utilisée pour les approches VLES (*Very Large-Eddy Simulation*) [CHO 81, SPE 98] et LNS (*Limited Numerical Scales*) [BAT 02] qui utilisent la fonction empirique $f_k \in [0,1]$ afin d'ajuster le tenseur de Reynolds R_{ij} (Un terme supplémentaire apparaissant dans le calcul de la moyenne de Reynolds des équations Navier-Stokes qui défini par l'équation (2.22), désigne la contrainte supplémentaire causée par la pulsation et l'échange de quantité de mouvement). Dans le modèle VLES, R_{ij} sera ajusté selon l'équation (2.13), la fonction empirique f_k est déterminée par la taille de maillage

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2022LYSEI068/these.pdf
© [Z. Han], [2022], INSA Lyon, tous droits réservés

locale Δ_m et la dimension de Kolmogorov L_η, et cette hypothèse représente la limite de l'échelle de tourbillon où l'énergie initialement fournie à l'écoulement est dissipée. Dans cette fonction, ζ et q sont des constantes.

$$R_{ij}^* = \underbrace{\left[1 - \exp\left(-\zeta \frac{\Delta_m}{L_\eta}\right)\right]^q}_{f_k} R_{ij}. \tag{2.13}$$

L'approche LNS suit le même principe que l'approche VLES, sauf que la fonction empirique f_k appelé facteur de Latency diffère, ici en α, α étant piloté par l'équation (2.14) qui est déterminé par la viscosité turbulente LES et la viscosité turbulente RANS.

$$R_{ij}^* = \underbrace{\min\left(1, \frac{\nu_t^{LES}}{\nu_t^{RANS}}\right)}_{\alpha} R_{ij}, \tag{2.14}$$

où ν_t^{LES} est la viscosité turbulente de sous-maillage obtenue par un modèle LES, et ν_t^{RANS} est la viscosité turbulente du modèle RANS. Lorsque le maillage est suffisamment fin, le modèle sera simulé à l'aide de la méthode LES ($\alpha < 1$), tandis qu'à l'inverse, lorsque le maillage est grossier, la modélisation sera effectuée via la méthode RANS ($\alpha = 1$) [BAT 04, FRÖ 08].

Sélection de la méthode Dans la modélisation de la turbulence, la méthode DNS n'est pas considérée dans cette thèse, car elle est trop coûteuse en calcul. Les méthodes LES et DES permettent de réduire le maillage et par conséquent de réduire relativement le coût de calcul. Pourtant, ils nécessitent toujours un maillage très fin dans le domaine de la couche limite et restent gourmands en calcul. Les modèles hybrides tels que PANS, VLES et LNS sont utilisées avec des fonctions empiriques et manquent de fondements théoriques, ils ne sont donc pas utilisés ici. La modélisation RANS a été largement utilisée dans la pratique, dans des limites acceptables en termes de taille de maillage, de temps et de coût de calcul. La méthode RANS est très performante dans la prédiction des fréquences caractéristiques et des quantités moyennes. D'autre part, le travail de cette thèse suit de près celui de thèse d'Emmanuel Sonde, laquelle une simulation préliminaire du jet d'eau cavitant a été effectuée en utilisant la méthode RANS. Cela sera aussi le cas de cette thèse où les termes transitoires sont ajoutés permettant ainsi de simuler le jet cavitant instationnaire selon la méthode URANS.

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2022LYSEI068/these.pdf
© [Z. Han], [2022], INSA Lyon, tous droits réservés

2.2.1.1 Équations de *Reynolds-Averaged Navier-Stokes* (RANS)

Avant de décrire les équations de *Reynolds-Averaged Navier-Stokes* (RANS), nous devons décrire les équations de base de la dynamique des fluides. Théoriquement, tous les types d'écoulement peuvent être décrits par ces trois équations mentionnées dans la section 2.2.

Il est nécessaire d'utiliser la décomposition de Reynolds pour décomposer toutes les variables de l'équation de Navier-Stokes en deux parties [BAI 15]. Qu'il s'agisse d'un écoulement stationnaire (RANS) ou d'un écoulement instationnaire (URANS), la décomposition classique de Reynolds décompose les variables en une composante moyenne et une composante de fluctuation, comme le montre l'équation (2.15) :

$$\phi(x_i,t) = \underbrace{\bar{\phi}(x_i)}_{\text{La composante moyenne}} + \underbrace{\phi'(x_i,t).}_{\text{La composante de fluctuations}} \tag{2.15}$$

Donc, la décomposition de Reynolds pour les variables des équations incompressibles de Navier-Stokes est en suivante :

$$u = \bar{u} + u', \tag{2.16}$$

$$p = \bar{p} + p'. \tag{2.17}$$

Pour l'écoulement stationnaire, la variable moyenne peut être calculée par l'équation (2.18) et est exprimée dans la moitié gauche de la Figure 2.4. Dans ce processus, la variable est moyennée sur une période plus longue T, de sorte que toutes les variables de fluctuations sont effacées par le processus de moyennage, c'est-à-dire, $\overline{\phi'} = 0$.

$$\bar{\phi}(x_i) = \lim_{T\to\infty} \frac{1}{T} \int_0^T \phi(x_i,t)\,\mathrm{d}t. \tag{2.18}$$

Pour les situations instationnaires, la moyenne de Reynolds doit tenir compte des facteurs transitoires correspondants. La méthode de moyenne d'ensemble est donc utilisée et exprimée comme suit :

$$\bar{\phi}(x_i,t) = \lim_{N\to\infty} \frac{1}{N} \sum_{n=1}^{N} \phi(x_i,t), \tag{2.19}$$

où N est le nombre de réalisations, il doit être suffisamment grand pour éliminer les effets des fluctuations. La représentation graphique de la moyenne de l'ensemble est

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2022LYSEI068/these.pdf
© [Z. Han], [2022], INSA Lyon, tous droits réservés

située dans la moitié droite de la Figure 2.4.

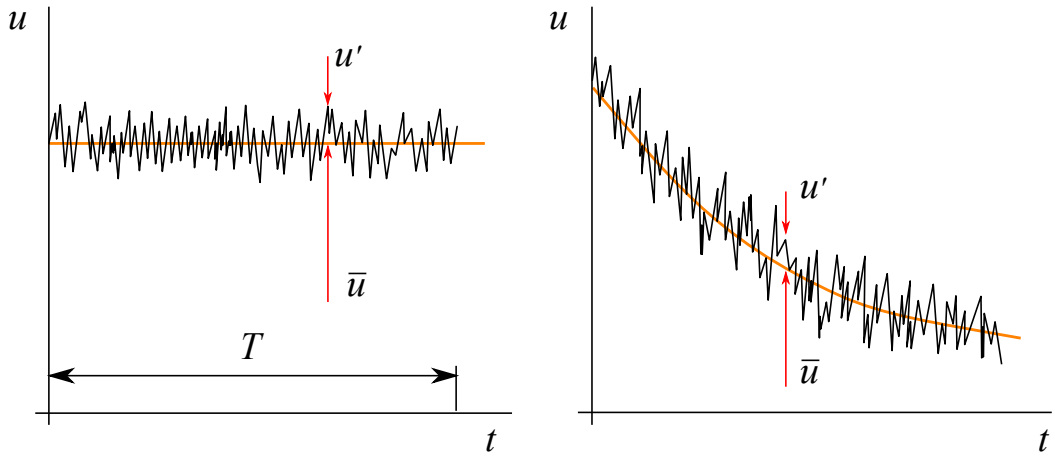


FIGURE 2.4 – Moyennage temporel pour un écoulement temporellment stable (à gauche) et moyennage d'ensemble pour un écoulement instable (à droite) [FER 02].

En substituant les décompositions de Reynolds pour les variables primitives (2.16) et (2.17) dans les équations incompressibles Navier-Stokes (2.7) et (2.12) décrites dans la section précédente, et, en utilisant certaines règles de calcul de la moyenne pour la dérivation, les équations incompressibles RANS/URANS s'écrivent sous la forme suivante :

$$\frac{\partial}{\partial x_j}(\rho \bar{u}_j) = 0, \tag{2.20}$$

$$\frac{\partial(\rho \bar{u}_i)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho \bar{u}_i \bar{u}_j)}{\partial x_j} = -\frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j}\left[\bar{\tau}_{ij} - \rho \overline{u'_i u'_j}\right]. \tag{2.21}$$

À partir de l'équation ci-dessus, l'équation RANS/URANS (2.20), (2.21) est très similaire à l'équation Navier-Stokes incompressible classique (2.7), (2.12), à l'exception d'un terme additionnel $-\rho \overline{u'_i u'_j}$ dans l'équation RANS/URANS. Ce terme additionnel est le tenseur de Reynolds et se définit comme suit :

$$R_{ij} = -\rho \overline{u'_i u'_j}, \tag{2.22}$$

ici, le tenseur de Reynolds R_{ij} est associé à des fluctuations de la vitesse, il ne peut donc pas être représenté en utilisant seulement des quantités moyennes. Ainsi, lors du processus de fermeture des équations, un nouveau problème de fermeture se pose en raison de la présence du tenseur de Reynolds inconnu.

Afin de résoudre le problème de la fermeture de l'équation, Boussinesq propose

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2022LYSEI068/these.pdf
© [Z. Han], [2022], INSA Lyon, tous droits réservés

de relier le tenseur Reynolds non fermé à la viscosité turbulente μ_t, en transformant la quantité inconnue en une variable de viscosité turbulente. Une fois la viscosité turbulente obtenue, l'équation RANS/URANS peut être résolue. L'hypothèse de Boussinesq est introduite dans la section suivante.

2.2.1.2 L'hypothèse de Boussinesq

À ce stade, l'équation incompressible Navier-Stokes a été moyennée, éliminant essentiellement la fluctuation instantanée, mais il reste encore un tenseur de Reynolds à résoudre. Selon la stratégie originale de moyennage de Reynolds, nous ne voulons pas résoudre directement la fluctuation instantanée. L'hypothèse de Boussinesq est maintenant la méthode la plus connue et la plus utilisée pour résoudre le problème de la fermeture de l'équation. Cette hypothèse suggère que les contraintes supplémentaires causées par la turbulence sont comparables à l'hypothèse adoptée pour traiter l'écoulement laminaire, où les contraintes visqueuses sont supposées être proportionnelles aux contraintes de cisaillement. Le tenseur de Reynolds est relié au gradient des vitesses moyennes en introduisant la viscosité turbulente μ_t,

$$R_{ij} = -\rho\overline{u_i' u_j'} = 2\mu_t\overline{S_{ij}} - \frac{2}{3}\rho k\delta_{ij}, \tag{2.23}$$

ici, μ_t est la viscosité turbulente, $\bar{S}_{ij}$ est le tenseur de déformation moyenné par la décomposition de Reynolds comme l'équation (2.24), k est l'énergie cinétique turbulente (2.25), et δ_{ij} est le delta de Kronecker.

$$\overline{S_{ij}} = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i}\right), \tag{2.24}$$

$$k = \frac{1}{2}\overline{u_i' u_i'}. \tag{2.25}$$

Afin d'évaluer l'énergie cinétique turbulente k, nous pouvons écrire une équation gouvernant pour k. Pour la viscosité turbulente μ_t, qui sera modélisée directement, il existe aujourd'hui un grand nombre de modèles utilisés pour modéliser la viscosité turbulente μ_t, tels que les modèles à zéro équation (Hypothèses de mélange de Prandtl), à une équation (le modèle de Spalart-Allmaras [SPA 92]), à deux équations (le modèle de $k-\varepsilon$), etc. Dans cette thèse, le modèle de turbulence à deux équations sera privilégié.

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2022LYSEI068/these.pdf
© [Z. Han], [2022], INSA Lyon, tous droits réservés

2.2.1.3 Modèle de turbulence

D'après la section 2.2.1.1, les équations Navier-Stokes classiques ont été moyennées par la décomposition de Reynolds selon certaines lois de moyennage afin d'obtenir la solution des équations Navier-Stokes. L'idée de résoudre directement la composante moyenne et de modéliser la composante de fluctuation est développée initialement. Alternativement, pour traiter le tenseur Reynolds inconnu résultant du processus de moyennage de Reynolds, il est courant de le modéliser en utilisant l'hypothèse de Boussinesq (2.23), introduisant la viscosité turbulente μ_t. Le modèle à deux équations est le modèle de turbulence le plus couramment utilisé. Les plus connus est le modèle $k-\varepsilon$, introduisant le variable le taux de dissipation de la turbulence ε.

2.2.1.4 Modèle de turbulence $k-\varepsilon$

L'un des modèles à deux équations les plus populaires est sans conteste le modèle de turbulence $k-\varepsilon$. Fluent propose trois types de modèle k-ε, *Standard* k-ε [LAU 83], *Renormalization Group RNG* k-ε [YAK 86] et *Realizable* k-ε [SHI 95]. Pour les nombres de Reynolds élevés, le modèle RNG k-ε est plus approprié pour être utilisé ici. Dans cette modélisation, le modèle RNG k-ε est utilisé pour modéliser le jet d'eau cavitant submergé. Les équations de transport modélisées pour k et ε dans le modèle $k-\varepsilon$ sont :

$$\underbrace{\frac{\partial}{\partial t}(\rho k)}_{temps}+\underbrace{\frac{\partial}{\partial x_i}(\rho k u_i)}_{convection}=\underbrace{\frac{\partial}{\partial x_j}\left[\left(\mu+\frac{\mu_t}{\sigma_k}\right)\frac{\partial k}{\partial x_j}\right]}_{diffusion}+\underbrace{G_k+G_b}_{production}-\underbrace{\rho\varepsilon-Y_M}_{dissipation}+\underbrace{S_k}_{source}, \quad (2.26)$$

et,

$$\underbrace{\frac{\partial}{\partial t}(\rho \varepsilon)}_{temps}+\underbrace{\frac{\partial}{\partial x_i}(\rho \varepsilon u_i)}_{convection}=\underbrace{\frac{\partial}{\partial x_j}\left[\left(\mu+\frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon}\right)\frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j}\right]}_{diffusion}+\underbrace{C_{1\varepsilon}\frac{\varepsilon}{k}(G_k+C_{3\varepsilon}G_b)}_{production}-\underbrace{C_{2\varepsilon}\rho\frac{\varepsilon^2}{k}}_{dissipation}+\underbrace{S_\varepsilon}_{source}. \quad (2.27)$$

Dans l'équation de transport (2.26) et (2.27), de gauche à droite, les éléments sont le temps, la convection, la diffusion, la production, la dissipation et les termes source personnalisés. k est l'énergie cinétique de turbulence et ε est la vitesse de

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2022LYSEI068/these.pdf
© [Z. Han], [2022], INSA Lyon, tous droits réservés

dissipation de la turbulence. σ_k, σ_ε représente les nombres de Prandtl de k et ε, avec $\sigma_k = 1,0$ et $\sigma_\varepsilon = 1,2$. Dans ce modèle, une expression de la viscosité turbulente est construite en prenant le carré de l'énergie cinétique de la turbulence sur une échelle de vitesse (2.28).

$$\mu_t = \frac{C_\mu \rho k^2}{\varepsilon}, \tag{2.28}$$

G_k est la production d'énergie cinétique de turbulence due au gradient de vitesse moyenne,

$$G_k = -\rho \overline{u_i' u_j'} \frac{\partial u_j}{\partial x_i}, \tag{2.29}$$

avec l'hypothèse de Boussinesq,

$$G_k = \mu_t S^2, \tag{2.30}$$

$$S = \sqrt{2 S_{ij} S_{ij}}, \tag{2.31}$$

$$S_{ij} = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial u_j}{\partial x_i} + \frac{\partial u_i}{\partial x_j}\right). \tag{2.32}$$

G_b est l'effet de la flottabilité sur la turbulence qui lie les gradients de température. Puisque l'effet de transfert thermique n'est pas considéré dans cette simulation, cet élément est donc ignoré d'ici.

$$G_b = \beta g_i \frac{\mu_t}{Pr_t} \frac{\partial T}{\partial x_i}. \tag{2.33}$$

Y_M est l'effet de la compressibilité sur la turbulence (dissipation de dilatation avec haut nombre de Mach),

$$Y_M = 2\rho\varepsilon M_t^2, \tag{2.34}$$

$$M_t = \sqrt{\frac{k}{a^2}}, \tag{2.35}$$

$$a = \sqrt{\gamma R T}. \tag{2.36}$$

Il existe plusieurs valeurs par défaut pour les constantes empiriques dans le modèle, ils sont :

$$C_{1\varepsilon} = 1,42 \ ; \ C_{2\varepsilon} = 1,68 \ ; \ C_\mu = 0,09.$$

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2022LYSEI068/these.pdf
© [Z. Han], [2022], INSA Lyon, tous droits réservés

2.2.2 Modèle multiphasique

Le jet d'eau cavitant submergé est un écoulement diphasique. Pour l'instant, les méthodes de modélisation multiphasique sont divisées principalement en deux groupes, l'approche Euler-Lagrange et l'approche Euler-Euler.

L'approche Euler-Lagrange L'approche Euler-Lagrange est souvent utilisée pour modéliser les écoulements avec des phases discrètes. Cette approche est aussi utilisée pour modéliser le mouvement d'une grande quantité de gouttelettes et de particules permettant de suivre la trajectoire des phases discrètes. Cependant, cette approche ne convient pas d'être utilisée pour modéliser les écoulements avec des phases continues. Cette approche n'a donc pas été prise en compte dans la présente modélisation.

L'approche Euler-Euler Dans cette approche, les différentes phases sont considérées mathématiquement comme des phases continues qui peuvent être transformées l'une en l'autre. Un paramètre de fraction volumique α sera donc introduit pour décrire la phase mélangée. Dans cette approche, trois modèles existent : le modèle volume de fluide (VOF), le modèle *Eulerian* et la modèle *Mixture*. Le modèle VOF se concentre sur la modélisation de deux ou plusieurs phases non miscibles. Ainsi, il se concentre également sur la position de l'interface entre liquide et d'autres phases. Ce modèle est donc plus adapté à la modélisation de la dynamique de la grande bulle qui ne peut pas mélanger avec un liquide ambiant. Pour le modèle *Eulerian*, les différentes phases sont considérées comme une seule phase mélangée. C'est le modèle plus complexe dans l'approche Euler-Euler. Le modèle *Mixture* est un modèle simplifié du modèle *Eulerian*. Dans ce modèle, toutes les phases sont supposées être une phase mélangée par un paramètre de fraction volumique. Il établit et résout seulement une équation de continuité et de quantité de mouvement pour la phase mixture. Pour la modélisation du jet d'eau cavitant, comme nous l'avons discuté dans la section 2.1.2.2, le jet est composé par la phase liquide et la phase vapeur, et la fraction volumique de vapeur est le paramètre d'intérêt. Le modèle *Mixture* convient pour notre cas. Le détail de ce modèle sera expliqué ensuite.

Modélisation de l'écoulement diphasique avec le modèle *Mixture* Le jet d'eau cavitant submergé est un écoulement diphasique, composé de deux phases,

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2022LYSEI068/these.pdf
© [Z. Han], [2022], INSA Lyon, tous droits réservés

la phase liquide et la phase vapeur. À l'aide du modèle *Mixture*, les champs de vitesse et de pression de la phase liquide et de la phase vapeur seront obtenus séparément. Le modèle *Mixture* identifie les différentes phases en introduisant une fraction volumique. La fraction volumique de vapeur est α, car nous supposons que seulement deux phases existent dans l'écoulement, la fraction volumique de liquide est donc $1-\alpha$. Selon le *Theory Guide* de ANSYS [ANS 13], l'équation de continuité et la quantité de mouvement du modèle *Mixture* sont les suivantes :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho_m) + \nabla \cdot (\rho_m \overrightarrow{v_m}) = 0, \tag{2.37}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(\rho_m \overrightarrow{v_m}) + \nabla \cdot (\rho_m \overrightarrow{v_m}\overrightarrow{v_m}) = -\nabla p + \nabla \cdot \left[\mu_m \left(\nabla \overrightarrow{v_m} + \nabla \overrightarrow{v_m}^T\right)\right] \\ + \rho_m \vec{g} + \vec{F} + \nabla \cdot \left(\sum_{k=1}^{n} \alpha_k \rho_k \overrightarrow{v_{dr,k}}\overrightarrow{v_{dr,k}}\right). \end{aligned} \tag{2.38}$$

ρ_m est la masse volumique moyenne du fluide homogène :

$$\rho_m = (1-\alpha)\rho_l + \alpha \rho_v, \tag{2.39}$$

et $\overrightarrow{v_m}$ est la vitesse moyenne :

$$\overrightarrow{v_m} = \frac{(1-\alpha)\rho_l \overrightarrow{v_l} + \alpha \rho_v \overrightarrow{v_v}}{\rho_m}, \tag{2.40}$$

μ_m est la viscosité :

$$\mu_m = (1-\alpha)\mu_l + \alpha \mu_v, \tag{2.41}$$

et $\overrightarrow{v_{dr,k}}$ est la vitesse de dérive pour la phase secondaire :

$$\overrightarrow{v_{dr,k}} = \overrightarrow{v_k} - \overrightarrow{v_m}, \tag{2.42}$$

$\vec{F}$ est la force volumique.

2.2.3 Modèle de cavitation

Le phénomène de cavitation est un processus de transfert de masse entre la phase liquide et la phase vapeur. Un modèle de cavitation est donc employé ici pour modéliser le transfert de masse entre les phases liquide et vapeur.

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2022LYSEI068/these.pdf
© [Z. Han], [2022], INSA Lyon, tous droits réservés

2.2.3.1 L'équation de transfert de masse

L'équation de transport pour la fraction volumique de vapeur α est,

$$\frac{\partial}{\partial t}(\alpha\rho_v) + \nabla\cdot(\alpha\rho_v\overrightarrow{v_v}) = R_e - R_c, \tag{2.43}$$

avec R_e et R_c les termes sources de transfert de masse liés à l'évaporation et condensation de la bulle de vapeur respectivement. $R_{\text{net}} = R_e - R_c$ est le taux de changement de phase net et $\overrightarrow{v_v}$ est la vitesse de la phase vapeur. Pendant la modélisation, nous supposons qu'un taux positif de changement de phase net est le transfert de masse de la phase liquide vers la phase vapeur. Et, donc l'équation de continuité pour la phase liquide est :

$$\frac{\partial}{\partial t}[(1-\alpha)\rho_l] + \nabla\cdot[(1-\alpha)\rho_l\vec{v}] = -R_{\text{net}}, \tag{2.44}$$

pour la phase vapeur est :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\alpha\rho_v) + \nabla\cdot(\alpha\rho_v\vec{v}) = R_{\text{net}}, \tag{2.45}$$

pour le mélange est :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho_m) + \nabla\cdot(\rho_m\vec{v}_m) = 0. \tag{2.46}$$

Donc, nous avons,

$$\frac{D\rho_m}{Dt} = -(\rho_l - \rho_v)\frac{D\alpha}{Dt}, \tag{2.47}$$

dans l'équation (2.47), $D\rho/Dt$ est la dérivée particulaire. La fraction volumique de vapeur α peut être réécrite en fonction de la densité du nombre de bulles n_{bulle} et le rayon d'une bulle R en suivant :

$$\alpha = n_{\text{bulle}}\frac{4}{3}\pi R^3, \tag{2.48}$$

en remplaçant équation (2.48) par équation (2.47),

$$\frac{D\rho}{Dt} = -(\rho_l - \rho_v)(n_{\text{bulle}}4\pi)^{1/3}(3\alpha)^{2/3}\frac{DR}{Dt}. \tag{2.49}$$

Ici, le jet d'eau cavitant est supposé être composé par un grand nombre de bulles de cavitation. Ces bulles prennent naissance sur des germes présents (microbulles, in-

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2022LYSEI068/these.pdf
© [Z. Han], [2022], INSA Lyon, tous droits réservés

clusions gazeuses, impuretés...) croissent puis s'effondrent. Ce processus dynamique d'une bulle simple peut être décrit par l'équation de *Rayleigh-Plesset* (2.50) en suivant :

$$R\frac{D^2R}{Dt^2}+\frac{3}{2}\left(\frac{DR}{Dt}\right)^2=\left(\frac{p_b-p}{\rho_l}\right)-\frac{4\nu_l}{R}\frac{DR}{Dt}+-\frac{2\sigma_s}{\rho_l R}, \tag{2.50}$$

où R est le rayon de la bulle, p_b est la pression dans la bulle, p est la pression locale dans le liquide, σ_s est la tension de surface, ρ_l est la masse volumique du liquide et ν_l est la viscosité cinématique du liquide. Dans l'équation (2.50), en négligeant le terme du second ordre et le terme de la tension de surface, la dérivée particulaire du rayon de la bulle R est :

$$\frac{DR}{Dt}=\sqrt{\frac{2}{3}\frac{p_b-p}{\rho_l}}. \tag{2.51}$$

Finalement, l'expression de taux de changement de phase net est obtenue comme suit :

$$R_{\text{net}}=(n4\pi)^{1/3}(3\alpha)^{2/3}\frac{\rho_v\rho_l}{\rho}\sqrt{\frac{2}{3}\left(\frac{p_b-p}{\rho_l}\right)}. \tag{2.52}$$

2.2.3.2 Modèle simplifié de cavitation

Afin de modéliser le phénomène de cavitation, trois modèles de cavitation sont proposés dans Fluent. Le modèle Singhal *et al.* [SIN 02] qui considère l'effet de gaz non condensable dans un liquide est aussi connu comme un modèle de cavitation complet. Par contre, il converge difficilement lors de calculs instationnaires. Le modèle de *Zwart-Gerber-Belamri* [ZWA 04] est un modèle simplifié dans lequel toutes les bulles sont supposées être mono-dispersés. Le modèle de *Schnerr and Sauer* [SCH 01] est un modèle comparable au modèle de cavitation ZGB. Donggant *et al.* [DON 13] ont utilisé ces trois modèles de cavitation pour simuler numériquement l'écoulement de cavitation dans le venturi et les a comparés aux résultats expérimentaux, ce qui a montré que le modèle ZGB a une plus grande précision de calcul et une convergence plus rapide par rapport aux deux autres modèles. Le modèle de cavitation ZGB sera donc employé à simuler le phénomène de cavitation. Dans ce modèle, le taux de changement de phase net est exprimé par :

$$R_{\text{net}}=n\times\left(4\pi R^2\rho_v\frac{DR}{Dt}\right), \tag{2.53}$$

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2022LYSEI068/these.pdf
© [Z. Han], [2022], INSA Lyon, tous droits réservés

où,

$$R_{\text{net}} = \frac{3\alpha\rho_v}{R}\sqrt{\frac{2}{3}\frac{p_b - p}{\rho_l}}. \tag{2.54}$$

Ainsi, pour les deux processus d'évaporation et de condensation, le terme de transfert de masse du modèle ZGB est le suivant :

Si $p \leq p_v$:

$$R_e = F_{\text{vap}}\frac{3\alpha_{\text{nuc}}\left(1-\alpha_v\right)\rho_v}{R}\sqrt{\frac{2}{3}\frac{p_v - p}{\rho_l}}, \tag{2.55}$$

Si $p > p_v$:

$$R_c = F_{\text{cond}}\frac{3\alpha_v\rho_v}{R}\sqrt{\frac{2}{3}\frac{p - p_v}{\rho_l}}, \tag{2.56}$$

où, p_v est la pression de vapeur saturante, α_{nuc} est la fraction volumique du site de nucléation, dans cette modélisation $\alpha_{\text{nuc}} = 5\times10^{-4}$. F est le coefficient d'étalonnage empirique tel que F_{vap} et F_{cond} sont respectivement coefficient d'évaporation et coefficient de condensation. Ici, $F_{\text{vap}} = 50$, $F_{\text{cond}} = 0.01$ et $\Re_B = 1\times10^{-6}\,\text{m}$.

2.3 Simulation du jet d'eau cavitant submergé

Sur la base de la théorie présentée ci-dessus, un modèle de simulation numérique du jet d'eau cavitant submergé est développé. Les différentes conditions pour les simulations numériques sont également établies à partir des paramètres expérimentaux. La pression d'injection varie de 50 bar à 300 bar alors que la pression ambiante est réglable de 0 bar à 6 bar. Dans ce chapitre, les conditions limites pour la simulation numérique sont choisies avec une pression d'injection de 250 bar et une pression ambiante de 0 bar avec une température ambiante de 25 °C.

2.3.1 Maillage du calcul

Dans la section 2.1.1.1, les différents domaines de simulation ont été présentés en détail. Ce domaine de calcul est ensuite maillé. La finesse du maillage est liée aux modèles utilisés pour simulation numérique. À partir de la section 2.2.1.3, le modèle de turbulence URANS RNG $k-\varepsilon$ est appliqué pour modéliser les écoulements non compressibles et satisfaisant la condition de non-glissement au niveau de la pa-

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2022LYSEI068/these.pdf
© [Z. Han], [2022], INSA Lyon, tous droits réservés

roi. Les modèles de turbulence $k-\varepsilon$ (*Standard* $k-\varepsilon$, RNG $k-\varepsilon$ ou *Realizable* $k-\varepsilon$) modélisent des écoulements turbulents entièrement développés. Cependant, dans la région proche de la paroi, la turbulence se développe moins en raison de la présence de la couche limite et les modèles de turbulence à haut Re ne sont pas applicables dans cette zone. Un traitement spécial doit donc être utilisé pour résoudre le problème de l'écoulement dans la couche limite. Avant de traiter la zone proche de la paroi, il est nécessaire d'expliquer en détail le concept de la couche limite. Ceci aidera également à l'estimation de la hauteur de la première couche du maillage dans la couche limite.

2.3.1.1 Couche limite et *Wall Function*

Le concept de couche limite a été initialement introduit par Prandtl [PRA 28] en 1904. Il a proposé que, lors d'un écoulement autour d'un objet à grand nombre de Reynolds, l'effet de la viscosité sur l'écoulement est confiné à une couche mince immédiatement adjacente à la paroi de l'objet, et qu'en dehors de cette couche, l'effet de la viscosité et si faible qu'il est complètement négligeable. Aujourd'hui, lorsque la condition de non-glissement est satisfait, il est d'abord possible de diviser les couches intérieure et extérieure en fonction du degré d'influence de la paroi. La couche externe est plus influencée par l'écoulement principal, tandis que la couche interne est plus influencée par la paroi. En outre, les couches internes de la couche limite peuvent être affinées en *viscous sublayer*, *buffer layer* et *Log-law layer*. Parmi ces trois couches, la plus proche de la paroi est la *viscous sublayer*, dans laquelle l'écoulement est principalement influencé par les forces visqueuses, les composantes de vitesse parallèles à la paroi sont distribuées linéairement le long de la normale à la paroi et l'écoulement est presque laminaire. La couche extérieure de la *viscous sublayer* est immédiatement suivie de la *buffer layer*, où l'écoulement est moins influencé par les forces visqueuses. Cependant, il est soumis à des contraintes de cisaillement turbulentes, qui sont suffisamment fortes pour produire des turbulences à petites échelles et à très haute énergie et constituent la principale zone de génération d'énergie cinétique turbulente. La couche la plus externe est le *Log-law layer*, la région où les couches interne et externe de la couche limite turbulente se chevauchent. Au sein de cette couche, la turbulence est pleinement développée, la distribution de la vitesse satisfait la loi du logarithmique de la paroi, les forces visqueuses ne sont pas significatives et sont principalement influencées par la contrainte

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2022LYSEI068/these.pdf
© [Z. Han], [2022], INSA Lyon, tous droits réservés

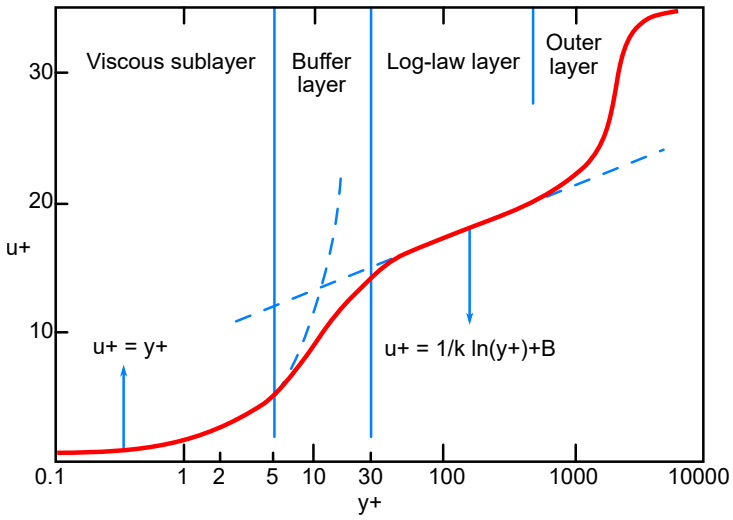


FIGURE 2.5 – La couche limite turbulente dans la région proche de la paroi et la distribution de la vitesse dans la couche limite.

de cisaillement turbulente.

Afin de pouvoir bien décrire les différentes couches dans la zone proche de la paroi et l'écoulement dans la zone proche de la paroi, deux paramètres sans dimension, y^+ et u^+, sont introduits pour représenter respectivement la distance sans dimension à la paroi et la vitesse d'écoulement sans dimension. Avec la loi du logarithme de la paroi mentionnée précédemment, la distribution de la vitesse de la couche limite peut être dessinée, comme le montre la figure 2.5.

Dans le même temps, les couches proches de la paroi peuvent être exprimées en termes de y^+. Généralement, il est considéré que pour le *viscous sublayer*, $y^+ < 5$, et dans cette couche, $u^+ = y^+$. Pour le *buffer layer*, $5 < y^+ < 30$. Et, pour le *Log-law layer*, $30 < y^+ < 300$, et dans cette couche, la vitesse adimensionnelle satisfait la loi du logarithme de la paroi [VON 30].

Avec les préparations ci-dessus, la hauteur de la première couche du maillage peut être estimée. Deux méthodes sont fournies dans ANSYS Fluent pour traiter la zone proche de la paroi, comme le montre la figure 2.6. La première est la méthode de la fonction de paroi, connue en anglais comme *Wall function approach*, c'est-à-dire qu'au lieu de résoudre directement le *viscous sublayer* et le *buffer layer*, qui sont fortement influencées par la viscosité, une fonction semi-empirique est utilisée pour relier directement les quantités inconnues dans la zone de la paroi au noyau turbulent. La deuxième méthode est la méthode du modèle proche de la paroi (*Near-*

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2022LYSEI068/these.pdf
© [Z. Han], [2022], INSA Lyon, tous droits réservés

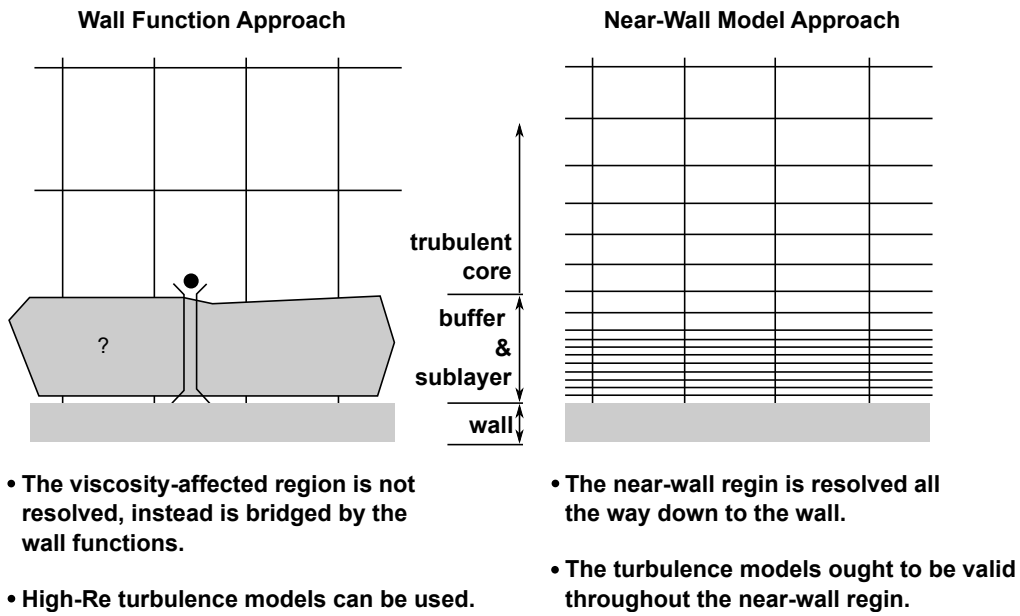


FIGURE 2.6 – Traitements de la zone proche de la paroi dans ANSYS Fluent [ANS 13].

wall model approach), qui va résoudre directement le *viscous sublayer* et le *buffer layer* en modifiant le modèle de turbulence, par exemple, le modèle $k-\omega$. Dans ce cas, la hauteur de la première couche du maillage doit satisfaire $y^+ < 1$. Il convient de noter que dans cette thèse, le modèle turbulence $k-\varepsilon$ est utilisé, de sorte que le *Wall function* sera utilisée pour la région proche de la paroi. Pour ce cas, le nœud de la première couche du maillage près de la paroi doit être dans la couche *Log-law layer*, c'est-à-dire qu'ils doivent satisfaire $30 < y^+ < 300$. Ainsi, afin d'estimer la hauteur de la première couche du maillage de la paroi, la valeur initiale du y^+ est choisie pour être $y^+ = 30$ et peut être estimée par la série d'équations suivantes (2.57) :

$$\begin{aligned} C_f &= (2\log_{10}(Re) - 0.65)^{-2.3}, \\ \tau_w &= C_f \cdot \frac{1}{2}\rho U^2, \\ u_\tau &= \sqrt{\tau_w/\rho}, \\ y &= \frac{y^+\mu}{u_\tau \rho}, \end{aligned} \tag{2.57}$$

où, C_f est le coefficient de frottement de la paroi, τ_w est la contrainte de cisaillement de la paroi, u_τ et la vitesse de frottement et y est la hauteur prévue de la première couche du maillage au niveau de la paroi. Sur la base du calcul initial de la vitesse

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2022LYSEI068/these.pdf
© [Z. Han], [2022], INSA Lyon, tous droits réservés

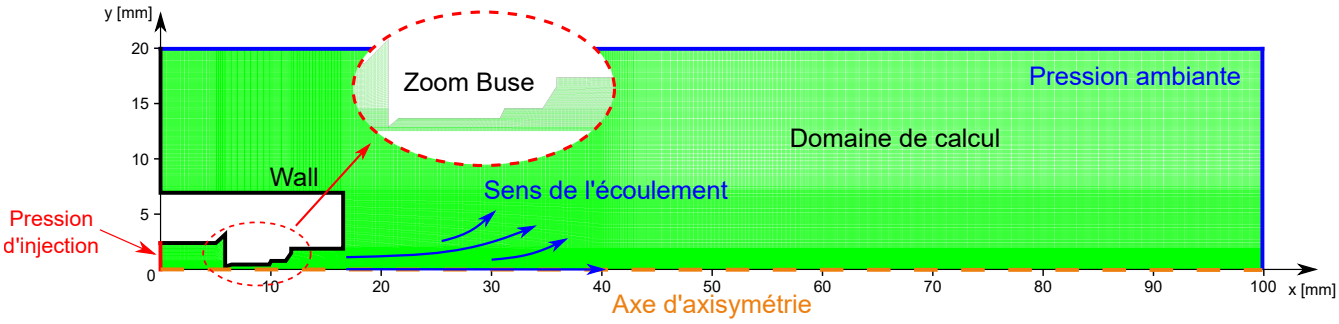


FIGURE 2.7 – Représentation schématique du domaine de calcul et du maillage de calcul.

dans la buse et des paramètres physiques de l'eau, la hauteur estimée de la première couche du maillage dans la zone proche de la paroi est de $y = 5 \times 10^{-6}$ m. Et, donc, la composition finale du maillage est présenté dans la figure 2.7.

2.3.1.2 Maillage final

Le maillage de calcul pour la simulation numérique a été présenté sur la figure 2.7. Afin de réduire le coût de calcul, le modèle peut être simplifié à une forme axisymétrique, de sorte que dans la figure, seule une coupe de la géométrique est représentée. Globalement, le domaine de calcul est une zone rectangulaire de 100 mm × 20 mm. La géométrie interne de la buse est utilisée dans le modèle avec le diamètre de l'orifice de la buse est de 0,27 mm. Avec le domaine de calcul, le domaine sera discrétisé à l'aide de ANSYS ICEM CFD. Maillage initial défini comme un maillage 2D quadratique non structuré, la taille de la maille globale est de 5×10^{-5} m $\times$ 5×10^{-5} m. De plus, le maillage est localement raffiné dans la zone proche de la paroi de la géométrie interne de la buse pour créer une couche limite. La hauteur de la première couche du maillage dans la couche limite est de 5×10^{-6} m avec un taux de croissance de la maille de 1,2 afin de respecter la qualité du maillage, qui est typiquement de 1,05 à 1,2. Le domaine de calcul est finalement divisé en 397 528 cellules.

Les conditions limites satisfont les réglages suivants : l'entrée de l'ensemble du système est une entrée sous pression (pression d'injection) marquée par la ligne rouge pleine dans la figure 2.7, représenté dans le modèle comme une condition limite de type *pressure-inlet*. La géométrie de la buse est définie en tant que paroi, représenté dans le modèle comme une condition limite de type *wall*, indiqués par les lignes

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2022LYSEI068/these.pdf
© [Z. Han], [2022], INSA Lyon, tous droits réservés

noires dans la Figure 2.7. Les parois remplies sont une condition de non-glissement. Le domaine de calcul diffère légèrement du prototype (section 2.1.1.1), les limites du domaine sont relativement éloignés de la buse et sont définies avec une condition de pression de sortie *pressure-outlet* (ligne-bleue). L'axe de symétrie est indiqué par la ligne pointillée orange. À ce stade, le domaine de calcul est défini, le maillage est divisé et les conditions aux limites sont toutes déterminées.

2.3.2 Méthode numérique

Pour résoudre les équations de Reynolds-averaged Navier-Stokes non stationnaire, le solveur *Pressure-Based Coupled Algorithm* est employé. L'algorithme *pressure-based coupled* résout directement un ensemble couplé d'équations comprenant l'équation de la quantité de mouvement et l'équation de continuité basée sur la pression. Contrairement au solveur *Pressure-Based Segregated Algorithm*, qui résout chaque équation de manière séparée et indépendante, l'algorithme *Coupled* peut résoudre les équations simultanément, donc dans les mêmes conditions, l'algorithme *Coupled* nécessite moins de temps de calcul et converge plus rapidement. Pour le calcul avec fort gradient de pression, l'interpolation spatiale de pression le schéma PRESTO ! est utilisé. En plus, le schéma *Second Order Upwind* a été utilisé pour la discrétisation de l'équation de la quantité de mouvement et les autres équations qui fournit une précision du second ordre. Enfin, la taille du pas de temps est fixée à 3×10^{-6} s.

2.4 Résultats de la simulation du jet d'eau cavitant submergé

2.4.1 Résultats avec la géométrie réelle et les modèles classiques

Sur la base du domaine de calcul et du maillage décrit précédemment, l'écoulement turbulent et cavitant est simulé à l'aide du modèle de turbulence URANS RNG $k-\varepsilon$, avec le modèle $Mixture$. Le modèle de cavitation *Zwart-Gerber-Belamri* est utilisé pour simuler le phénomène de transfert de masse entre les phases différentes. Les résultats préliminaires de la simulation numérique sont les suivants.

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2022LYSEI068/these.pdf
© [Z. Han], [2022], INSA Lyon, tous droits réservés

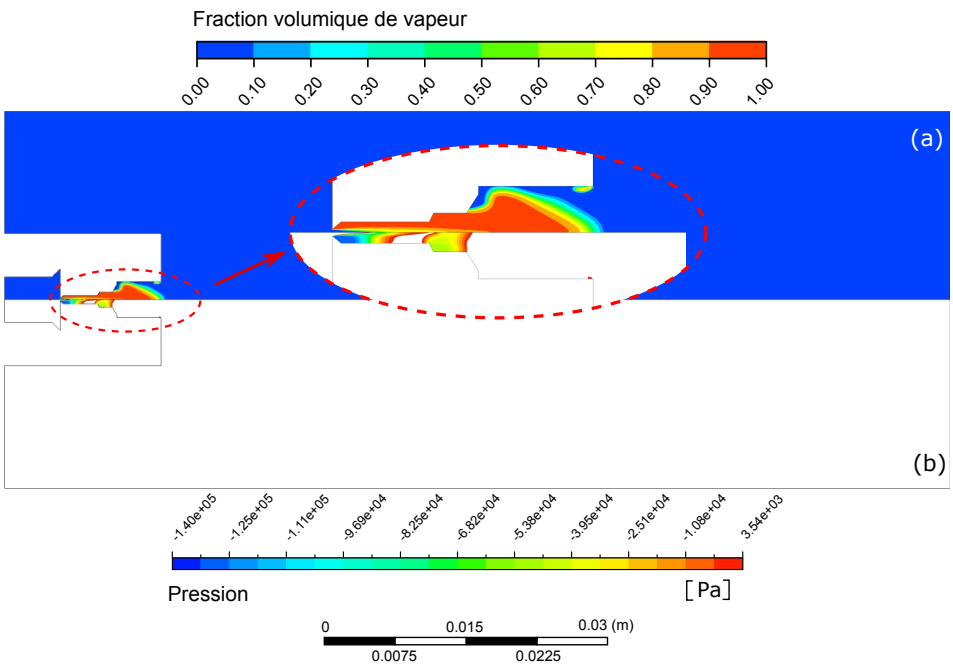


FIGURE 2.8 – (a) Distribution de la fraction volumique de vapeur du jet d'eau cavitant ; (b) Distribution de la pression en dessous de la pression de vapeur saturante. Avec géométrie réelle de la buse ($d_{\text{buse}} = 0{,}27\,\text{mm}$), $p_{\text{inlet}} = 250\,\text{bar}$ et $p_{\text{outlet}} = 0\,\text{bar}$.

La figure 2.8-(a) présente la distribution de la fraction volumique de vapeur du jet d'eau cavitant. Il convient de noter que la fraction volumique de vapeur n'existe pas dans la vraie vie. Ce paramètre indique la présence vapeur. De plus, la figure 2.8-(b) présente la distribution de la pression locale en dessous de la pression de vapeur saturante. La partie interne de la buse est zoomée pour plus de visibilité. Quand l'écoulement à grande vitesse s'écoule sur une paroi à la géométrie pointue ou abrupte, la pression locale chute rapidement en dessous de la pression de vapeur saturante. La cavitation s'ensuit. La zone colorée de la figure 2.8-(b) montre la partie située en dessous de la pression de vapeur saturante. C'est le critère d'apparition de la cavitation. La comparaison avec la zone de fraction volumique dans la figure 2.8-(a) montre que c'est bien corrélé. Les bulles apparaissent dans les zones de faible pression locale, puis sont convectées par l'écoulement tant en croissant et s'effondrant.

Comme nous pouvons le voir sur la figure 2.8-(a), le jet d'eau cavitant se développe peu et nous ne pouvons pas attendre à une expansion similaire à celle présentée sur la figure 2.1. Lors de l'injection dans un liquide ambiant stationnaire, l'énergie du jet s'épuise rapidement jusqu'à ce que le jet disparaisse complètement en raison de la présence d'une résistance. Ce processus est également bien décrit

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2022LYSEI068/these.pdf
© [Z. Han], [2022], INSA Lyon, tous droits réservés

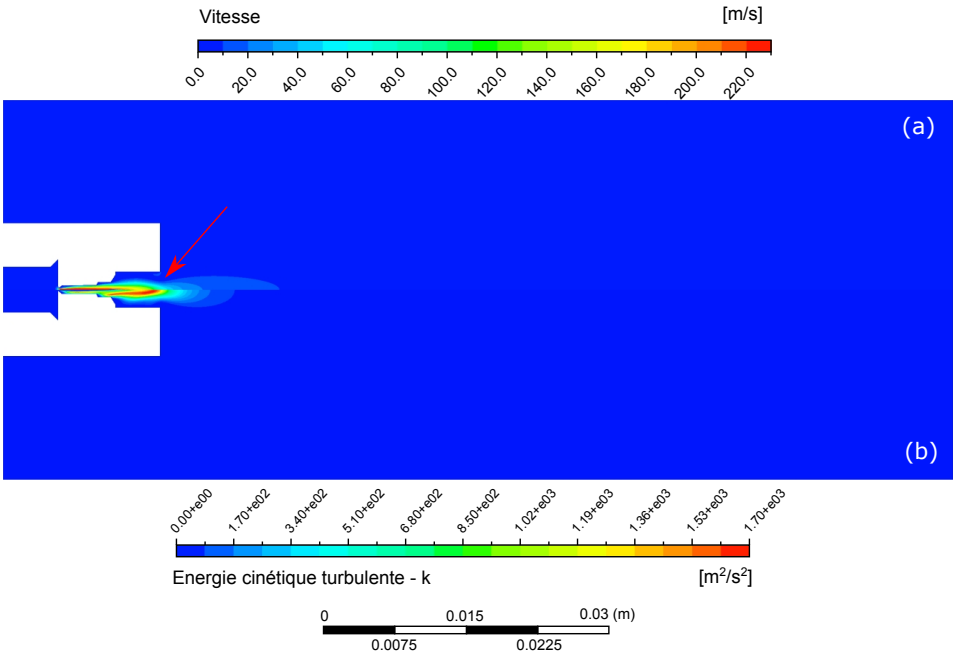


FIGURE 2.9 – (a) Distribution du champ de vitesse ; (b) Distribution de l'énergie cinétique turbulence du jet d'eau cavitant. Avec géométrie réelle de la buse ($d_{\text{buse}} = 0{,}27\,\text{mm}$), $p_{\text{inlet}} = 250\,\text{bar}$ et $p_{\text{outlet}} = 0\,\text{bar}$.

dans la figure 2.9. La figure 2.9 présente la vitesse du jet et l'énergie cinétique de turbulence k du jet d'eau cavitant. Par ailleurs, la partie cavitée du jet est restée rétractée dans la buse et aucun détachement de nuages de cavitation similaire à celui de l'expérience n'a été observé dans les résultats de cette simulation numérique. Une modification de la géométrie interne de la buse sera donc faite dans la section suivante afin d'augmenter la quantité de vapeur.

2.4.2 Modification de la géométrie de l'interne de la buse

Les résultats des premières simulations avec la buse réelle ne sont pas encourageants. La première stratégie d'améliorer la simulation est de modifier la géométrie de la buse réelle. Le diamètre de la buse réelle est de 0,27 mm, le maillage au niveau de l'orifice était donc trop complexe, peu propice aux calculs numériques. Donc, sans changement des conditions limites avec la pression d'injection de 250 bar et la pression ambiante de 0 bar, une petite modification de la géométrie interne de la buse est fait. La figure 2.10, le col de la buse est supprimé, de sorte que le diamètre de l'orifice est passé de 0,27 mm à 0,87 mm. Dans le même temps, la complexité de

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2022LYSEI068/these.pdf
© [Z. Han], [2022], INSA Lyon, tous droits réservés

la division du maillage est relativement réduite.

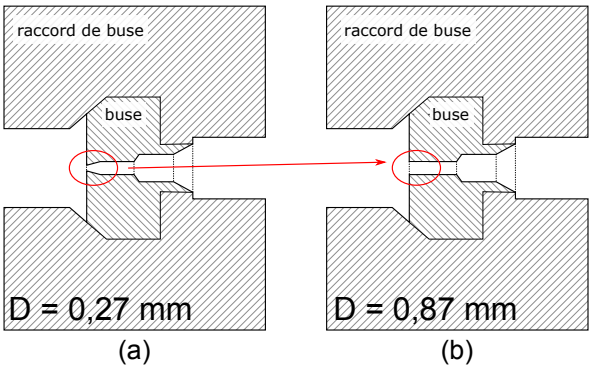


FIGURE 2.10 – Modification de la géométrie interne de la buse.

2.4.3 Résultats de modélisation avec la buse modifiée

Une autre modélisation avec la buse modifiée a été fait sous les mêmes conditions, soit la pression d'injection de 250 bar et la pression ambiante de 0 bar. Les mêmes modèles de turbulence, diphasique et cavitation sont appliquées pour la nouvelle buse. De manière similaire aux résultats de la section 2.4.1, la figure 2.11 montre la distribution de la fraction volumique de vapeur du jet d'eau cavitant et la distribution de la pression locale en dessous de la pression de vapeur saturante, la partie au niveau de la buse est zoomée. La figure 2.12 présente la distribution de la vitesse et l'énergie cinétique turbulente k.

Comme nous pouvons le voir sur la figure 2.11-(a), la vapeur présente dans la section d'expansion de la buse et ensuite, le jet cavitant disparaît rapidement après l'orifice. Par contre, en comparant la figure 2.11-(b) avec la figure 2.8-(b), la zone où la pression est inférieure à la pression de vapeur saturante s'étend jusqu'à la zone de divergent à la sortie de la buse. La poche vapeur remplit la sortie de la buse (figure 2.11-(a)) et la longueur du jet d'eau cavitant est un peu plus grande que dans le résultat précédent, soit environ 5 mm. Avec la figure 2.12-(a), le jet s'accélère à l'intérieur de la buse et atteint une vitesse maximale de $224\,\mathrm{m\,s^{-1}}$ dans la buse. Ensuite, le jet est injecté dans le réservoir remplie d'eau. Finalement, la vitesse du jet diminue considérablement et se dissipe dans le liquide ambiant et disparaît.

Bien que la longueur du jet d'eau cavitant simulé à l'aide de la nouvelle géométrie de la buse ait augmenté, le modèle ne simule toujours pas très bien le détachement périodique du nuage de cavitation. Ces résultats montrent cependant que la modi-

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2022LYSEI068/these.pdf
© [Z. Han], [2022], INSA Lyon, tous droits réservés

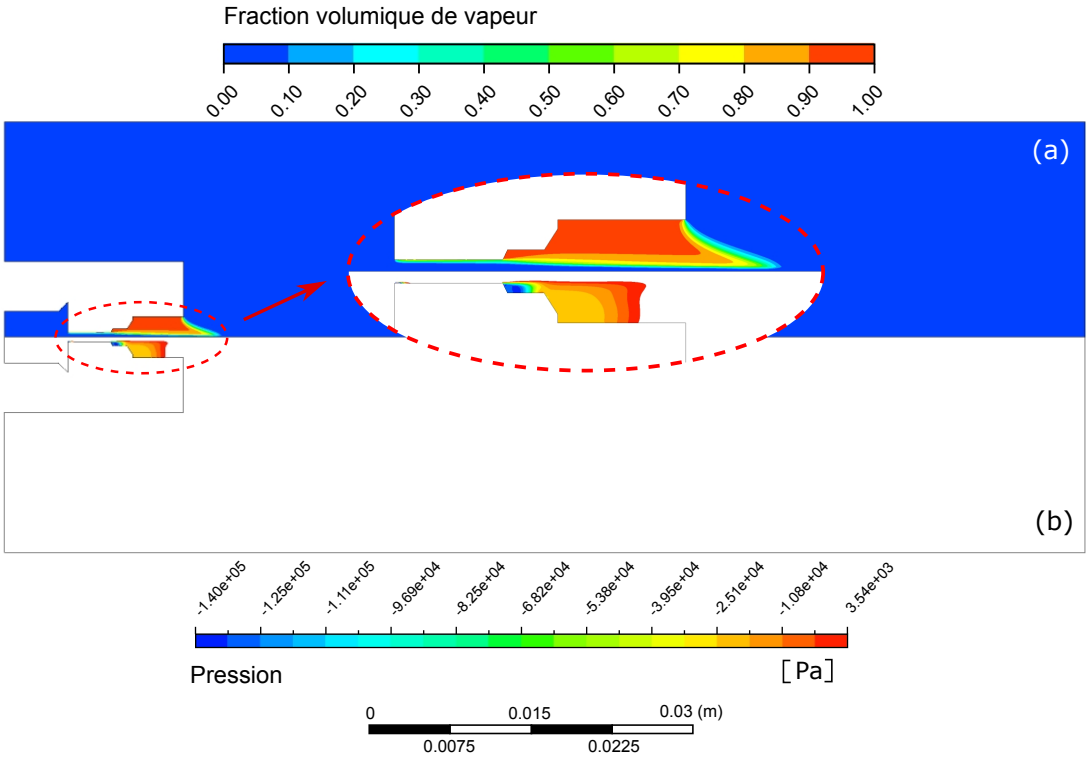


FIGURE 2.11 – (a) Distribution de la fraction volumique de vapeur du jet d'eau cavitant ; (b) Distribution de la pression en dessous de la pression de vapeur saturante. Avec nouvelle géométrie de la buse ($d_{\text{buse}} = 0{,}87\,\text{mm}$), $p_{\text{inlet}} = 250\,\text{bar}$ et $p_{\text{outlet}} = 0\,\text{bar}$.

fication de l'orifice a un effet positif sur les résultats de modélisation, mais cette modification n'est pas suffisante pour modéliser le jet d'eau cavitant submergé. Des analyses sur les modèles vont être présentés par la suite.

2.4.4 Conclusion des simulations avec les modèles classiques

Pour les deux simulations utilisant les modèles classiques avec deux géométries de buse différentes, l'augmentation du diamètre de la buse seule n'améliore pas significativement la qualité de la simulation. En comparant les résultats de la figure 2.8 et de la figure 2.11, bien que le jet d'eau cavitant utilisant la nouvelle buse soit plus long que le jet d'eau cavitant simulé en utilisant la buse réelle, aucun des deux résultats de simulation ne ressemble aux images instantanées expérimentales. Les résultats montrent que le modèle simule mal le détachement périodique des nuages de cavitation par le jet d'eau cavitant. Les raisons de cette situation peuvent être

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2022LYSEI068/these.pdf
© [Z. Han], [2022], INSA Lyon, tous droits réservés

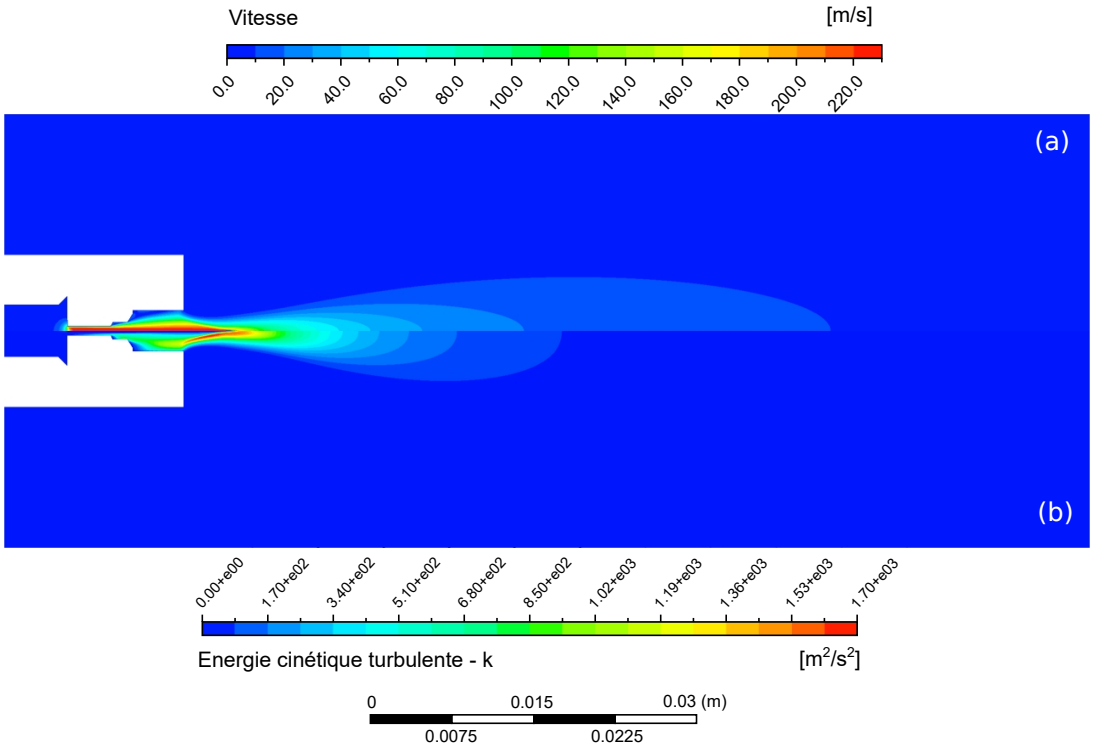


FIGURE 2.12 – (a) Distribution du champ de vitesse ; (b) Distribution de l'énergie cinétique turbulence du jet d'eau cavitant. Avec nouvelle géométrie de la buse ($d_{\text{buse}} = 0{,}87\,\text{mm}$), $p_{\text{inlet}} = 250\,\text{bar}$ et $p_{\text{outlet}} = 0\,\text{bar}$.

analysées selon pistes. Premièrement, avec les résultats de la distribution de vitesse dans la figure 2.9 et 2.12, la quantité de mouvement diminue trop rapidement lorsque le jet est injecté dans le liquide ambiant. Le noyau du jet se dissipe prématurément et ne se propage pas bien vers l'aval, de sorte que la couche avec le fort cisaillement entre le noyau du jet et le fluide ambiant est peu créée. Ceci est préjudiciable au phénomène de cavitation et à la création de nuages de cavitation. Le deuxième point est que, dans le modèle existant, nous utilisons la pression de vapeur saturante comme le critère d'apparition de la cavitation, les effets de contraintes de cisaillement locales ne sont pas prises en compte, par conséquent, la génération de la cavitation n'est pas bien simulée dans la couche de fort cisaillement avec le critère de pression constant.

2.5 Modification du modèle

Les deux pistes d'amélioration sont proposées dans les sections suivantes. Concernant la baisse rapide de la quantité de mouvement du jet, le modèle de turbulence

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2022LYSEI068/these.pdf
© [Z. Han], [2022], INSA Lyon, tous droits réservés

$k-\varepsilon$ sera modifié dans un premier temps. Pour un écoulement avec une vitesse élevée, la contrainte locale de cisaillement doit être prise en compte dans le critère d'apparition de la cavitation et favoriser la création du jet d'eau cavitant. Une modification sur le modèle de cavitation sera proposée dans un second temps. Les modifications sur les modèles numériques seront donc présentées par la suite.

2.5.1 Modification de la viscosité turbulente du modèle $k-\varepsilon$

Pour les modèles de turbulence traditionnels à deux équations (par exemple, le modèle $k-\varepsilon$ et $k-\omega$), les problèmes de turbulence sont principalement résolus pour des écoulements monophasés et incompressibles. Dans la pratique, les modèles à deux équations sont également largement utilisés pour modéliser les écoulements diphasiques. En revanche, l'étude de Coutier-Delgosha *et al.* [COU 03] a montré que lors de la modélisation d'écoulements de cavitation avec un modèle de turbulence à deux équations, l'énergie cinétique turbulente k peut être surestimée, cela signifie que la viscosité turbulente μ_t est également surestimée (l'équation (2.58)). C'est pourquoi la quantité de mouvement du jet de cavitation se dissipe très rapidement après son injection dans le liquide ambiant. Le jet de cavitation n'est pas bien décrit et le comportement pulsatoire observé dans les expériences est absent. Sur la base de l'étude ci-dessus, la réduction de la valeur de la viscosité turbulente μ_t dans le modèle de turbulence serait une option pour améliorer la précision de prédiction du modèle.

$$\mu_t = \frac{C_\mu \rho_m k^2}{\varepsilon},\ C_\mu = 0,09. \tag{2.58}$$

Le modèle d'écoulement multiphasique *Mixture* traite l'écoulement comme un écoulement monophasique, en reliant les différentes phases par une fraction volumique α. Lors de la modélisation des écoulements cavitants, le modèle ne tient pas compte de la grande différence de densité entre la phase vapeur et la phase liquide causée par la cavitation. Coutier-Delgosha *et al.* [COU 03] dans leur étude indiquent que l'effet de la compressibilité des deux phases sur la modélisation de la turbulence dans les écoulements par cavitation ne peut être ignoré en raison de la grande différence de masse volumique entre les deux phases. Cela affectera directement la prédiction de la pulsation du jet par le modèle. Un schéma de correction *Density Corrected Model* (DCM) qui prend en compte l'effet de la compressibilité

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2022LYSEI068/these.pdf
© [Z. Han], [2022], INSA Lyon, tous droits réservés

des deux phases est proposé. Ceci est fait en réduisant la prédiction de la viscosité turbulente par un facteur de correction f_{DCM} (équation (2.59)). Et, le facteur de correction f_{DCM} est défini par la fraction volumique de vapeur (équation (2.60)).

$$\mu_{t_{\mathrm{DCM}}} = \frac{C_\mu \rho_m k^2}{\varepsilon} f_{\mathrm{DCM}}, \qquad C_\mu = 0.09, \tag{2.59}$$

$$f_{\mathrm{DCM}} = \frac{\rho_v + (1-\alpha_v)^n (\rho_l - \rho_v)}{\rho_v + (1-\alpha_v)(\rho_l - \rho_v)}. \tag{2.60}$$

Le modèle DCM entraîne une réduction de la viscosité turbulente et permet donc une meilleure prédiction des caractéristiques de l'écoulement instable telles que la pulsation du jet. En plus de cela, Johansen *et al.* [JOH 04] ont développé un *Filter-Based Model* (FBM) qui concerne l'effet de la résolution numérique locale. Le modèle réduit sélectivement la valeur prédite de la viscosité turbulente μ_t en tenant compte de la taille de maillage locale et en imposant une échelle de filtrage indépendante lors du calcul de la viscosité turbulente. Les équations détaillées sont décrites dans l'équation (2.61) et (2.62).

$$\mu_{t_{\mathrm{FBM}}} = \frac{C_\mu \rho_m k^2}{\varepsilon} f_{\mathrm{FBM}}, \qquad C_\mu = 0.09, \tag{2.61}$$

$$f_{\mathrm{FBM}} = \min\left(1, \frac{\lambda_{filtre} \cdot \varepsilon}{k^{3/2}}\right). \tag{2.62}$$

Ici, λ_{filtre} est la taille du filtre lié à la taille de maillage locale Δ. Selon la littérature, $\lambda_{filtre} = 1.05\Delta_{max}$. $\frac{k^{3/2}}{\varepsilon}$ est l'échelle de turbulence qui sera comparée à la taille du filtre pour modifier sélectivement la viscosité turbulente dans le modèle classique $k-\varepsilon$. Par conséquent, la viscosité turbulente sera inchangée lorsque l'échelle de turbulence est inférieure à la taille du filtre ($\frac{k^{3/2}}{\varepsilon} \leq \lambda_{filtre}$, $f_{\mathrm{FBM}} = 1$). Inversement, lorsque l'échelle de turbulence est plus grande que la taille du filtre, la viscosité turbulente est modifiée ($\frac{k^{3/2}}{\varepsilon} > \lambda_{filtre}$, $f_{\mathrm{FBM}} = \frac{\lambda_{filtre} \cdot \varepsilon}{k^{3/2}}$). Avec cette approche, la viscosité turbulente surestimée dans le modèle $k-\varepsilon$ original est réduite et le filtre nouvellement ajouté permet la capture des échelles de turbulence comparables à la résolution du maillage.

Les deux modèles sont capables de réduire la prédiction de la viscosité turbulente par rapport au modèle classique $k-\varepsilon$ afin d'augmenter la précision de la prédiction de la turbulence et de mieux simuler les caractéristiques de pulsation du jet de cavi-

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2022LYSEI068/these.pdf
© [Z. Han], [2022], INSA Lyon, tous droits réservés

tation, mais Huang *et al.* [HUA 14] souligne que chaque modèle a des limites pour la prédiction de la turbulence dans différentes régions. Par exemple, le modèle FBM ne fournit pas une prédiction précise de la viscosité turbulente dans la région proche de la paroi. Dans la région éloignée de la zone de cavitation, où seul le liquide est présent, il n'y a donc pas de grande différence de densité dans le liquide. Par conséquent, le modèle DCM est également incapable de modifier la viscosité turbulente dans cette région, où la viscosité turbulente μ_t sera toujours surestimée. Idéalement, dans différentes régions du domaine de calcul, différents modèles devraient être utilisés pour corriger la viscosité turbulente dans la région correspondante. Sur la base de cette conception, Huang *et al.* [HUA 14] ont combiné les deux modèles, FBM et DCM, et a proposé le modèle hybride FBDCM (*Filter-Based Density Correct Model*).

$$\mu_{t_{\mathrm{FBDCM}}} = \frac{C_\mu \rho_m k^2}{\varepsilon} f_{\mathrm{FBDCM}}, \qquad C_\mu = 0.09, \tag{2.63}$$

$$f_{\mathrm{FBDCM}} = \chi \frac{\rho_m}{\rho_l} f_{\mathrm{FBM}} + \left(1 - \chi \frac{\rho_m}{\rho_l}\right) f_{\mathrm{DCM}}, \tag{2.64}$$

$$\chi \frac{\rho_m}{\rho_l} = 0.5 + \tanh\left[\frac{C_1\left(\frac{0.6\rho_m}{\rho_l} - C_2\right)}{0.2\,(1-2C_2) + C_2}\right] / \left[2\tanh\left(C_1\right)\right]. \tag{2.65}$$

Dans ces approches DCM et FBM, la viscosité turbulente est modifiée par un facteur de correction f_{FBDCM} et la viscosité turbulente modifiée est donc exprimée par l'équation (2.63). Le facteur de correction f_{FBDCM} dans l'équation (2.64) combine les approches DCM et FBM, et est piloté par une fonction hybride $\chi \frac{\rho_m}{\rho_l}$ comme l'équation (2.65). Ainsi, dans cette modification, les réglages de chaque paramètre suivent les valeurs fournies dans l'article [HUA 14]. Avec $C_1 = 4$, $C_2 = 0.2$, la taille du filtre $\lambda_{filtre} = 1.05\Delta_{max}$ et l'index n du modèle DCM défini à 10.

Plusieurs simulations ont vérifié que le modèle de FBDCM peut très bien prédire la croissance, le détachement des nuages de cavités ainsi que leur effondrement [YU 15, LON 17]. Dans cette thèse, nous employons également le modèle FBDCM pour modifier le modèle turbulence original de $k-\varepsilon$.

2.5.2 Modification de la pression seuil du modèle cavitation

Dans la modélisation du transfert de masse entre les deux phases lors de la cavitation, il est généralement admis que les processus d'évaporation ou de condensation

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2022LYSEI068/these.pdf
© [Z. Han], [2022], INSA Lyon, tous droits réservés

se produisent lorsque la pression locale franchit une pression seuil p_{seuil}. Dans le modèle de cavitation, la pression de vapeur saturante p_v du liquide est souvent utilisée comme la pression seuil pour la cavitation et est une constante qui varie avec la température. Cependant, la pression de vapeur saturante est calculée dans des conditions d'équilibre, et pour des fluides à faible vitesse, où l'effet de la contrainte locale de cisaillement n'est pas significatif. Par contre, dans une configuration d'écoulement où il existe un gradient de vitesse important entre le jet et le liquide ambiant, l'effet de la contrainte locale de cisaillement générée par ce gradient de vitesse sur la pression seuil doit être pris en compte [YAN 19].

Pour la modélisation du jet de cavitation, d'après le résultat de premier calcul effectué dans la section 2.4.3, la vitesse du jet sortant de la buse peut atteindre $224\,\mathrm{m\,s^{-1}}$ pour une pression d'entrée de 250 bar et une pression ambiante de 0 bar. En revanche, le fluide ambiant est statique et la vitesse est essentiellement nulle. L'effet de la contrainte locale de cisaillement sur la pression seuil de cavitation proposé par Yang *et al.* [YAN 19] est implémenté dans cette modélisation. L'équation 2.66 est le tenseur des contraintes et la pression seuil auquel la cavitation se produit devrait être sa valeur propre maximale. Pour réduire la difficulté du calcul de la valeur propre, le taux de déformation de cisaillement est utilisé pour modéliser le tenseur de la contrainte visqueuse maximale.

$$\tau_{ij} = -p\delta_{ij} + S_{ij} = \begin{bmatrix} -p+S_{11} & S_{12} & S_{13} \\ S_{21} & -p+S_{22} & S_{23} \\ S_{31} & S_{32} & -p+S_{33} \end{bmatrix} \tag{2.66}$$

L'équation 2.66 représente le tenseur des contraintes, la valeur propre maximale étant la pression seuil auquel la cavitation se produit. L'équation 2.67 donne le taux de déformation de cisaillement, piloté par le taux de déformation D_{ij}, pour modéliser le tenseur de contraintes visqueuse maximale.

$$\dot{\gamma} = \sqrt{2D_{ij}D_{ij}}, \quad D_{ij} = \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i}, \tag{2.67}$$

et donc, la norme du tenseur des contraintes peut être écrite comme suit :

$$|\tau_{ij}| = |-p\delta_{ij} + \mu\dot{\gamma}\delta_{ij}|\,. \tag{2.68}$$

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2022LYSEI068/these.pdf
© [Z. Han], [2022], INSA Lyon, tous droits réservés

Finalement, en considérant l'effet de la turbulence sur la pression seuil proposé par Singhal *et al.* [SIN 02], l'ajustement pour la pression seuil devient :

$$p_{\text{seuil}} = \begin{cases} \mu\dot{\gamma} + p_{\text{sat}} & p - \mu\dot{\gamma} \leq p_{\text{sat}} \\ p_{sat} + \frac{1}{2}(0.39k\rho) & p - \mu\dot{\gamma} > p_{\text{sat}} \end{cases} \tag{2.69}$$

2.6 Résultats avec la nouvelle géométrie de buse et l'implémentation des nouveaux modèles

Les résultats des simulations numériques du jet d'eau cavitant submergé avec la nouvelle géométrie de buse et l'implémentation des nouveaux modèles sont présentés dans cette section. Contrairement aux calculs avec les modèles classiques, la viscosité turbulente μ_t du modèle de turbulence URANS RNG $k-\varepsilon$ est modifiée par l'approche FBDCM. De même, la pression seuil p_{seuil} dans le modèle de cavitation ZGB est modifié en tenant compte de l'effet de la contrainte locale de cisaillement et de l'effet de la turbulence. Dans cette section, les résultats des simulations avec des conditions limites de pression d'injection $p_{\text{inlet}} = 250\,\text{bar}$ et de pression ambiante $p_{\text{outlet}} = 0\,\text{bar}$ sont discutés.

La figure 2.13-(a) présente le champ de vitesse du jet d'eau cavitant submergé. Par rapport aux résultats des calculs avec les modèles classiques, le jet se dissipe moins à la sortie de la buse et peut se propager bien vers l'aval. La vitesse maximale se situe à l'intérieur de l'orifice à $228\,\text{m}\,\text{s}^{-1}$. Lorsque le jet est injecté dans le liquide ambiant, le jet peut encore maintenir des vitesses relativement élevées soit $170\,\text{m}\,\text{s}^{-1}$. La couche de cisaillement créée par la différence de vitesse entre le noyau du jet à grande vitesse et le liquide ambiant offre des conditions favorables à la cavitation.

La figure 2.14-(a) représente la distribution de la fraction volumique de vapeur. La fraction volumique de vapeur permet de localiser la présence de vapeur et offre ainsi une possibilité de comparaison avec les images instantanées de l'expérience. La figure 2.14-(b) présente la distribution de la pression locale au-dessous de la pression seuil ((2.69)), qui est le critère d'apparition de la cavitation. Dans la section précédente, la pression de vapeur saturante constante est utilisée comme la pression seuil. Avec les nouvelles implémentations, la pression seuil n'est pas une valeur constante mais dépend de la vitesse locale. La valeur exacte de la pression seuil est donc difficile à déterminer. Dans ce résultat, le jet cavitant n'est pas limité qu'à la

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2022LYSEI068/these.pdf
© [Z. Han], [2022], INSA Lyon, tous droits réservés

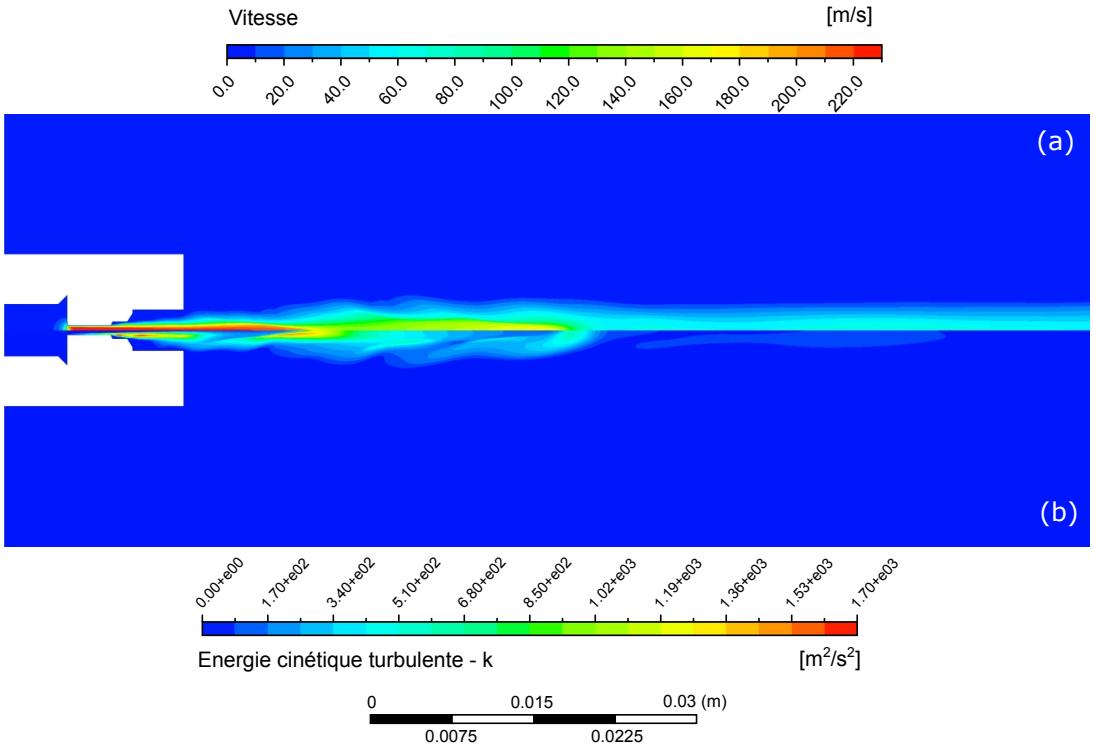


FIGURE 2.13 – (a) Distribution du champ de vitesse ; (b) Distribution de l'énergie cinétique turbulence du jet d'eau cavitant. Avec nouvelle géométrie de la buse ($d_{\text{buse}} = 0{,}87\,\text{mm}$), $p_{\text{inlet}} = 250\,\text{bar}$ et $p_{\text{outlet}} = 0\,\text{bar}$.

section de la sortie de la buse. La présence de vapeur est bien corrélée avec les régions de basse pression. Le modèle peut prédire des poches de vapeur plus précisément.

Ces résultats de simulation sont comparés à des séquences d'images instantanées obtenues sur le banc expérimental. Les détails du banc expérimental seront décrits dans le chapitre 3. Ici, une image sélectionnée est utilisée pour comparaison (figure 2.15). Sur l'image sélectionnée, les zones sombres correspondent aux poches de vapeur, les zones clairs au liquide ambiant, les zones grises aux bulles non résolues par le système d'imagerie. En comparant les figures 2.15 (a) et (b), la forme et la longueur du jet d'eau cavitant simulé par le modèle et capturé par l'image expérimental sont similaires. Et, nous pouvons également observer la position de détachement (*Shedding*) de nuage de cavitation selon l'image numérique. Sur l'image expérimentale, la position du nuage détaché est lie au diamètre le plus petit de la buse, cette tendance est la même que celle de la simulation numérique.

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2022LYSEI068/these.pdf
© [Z. Han], [2022], INSA Lyon, tous droits réservés

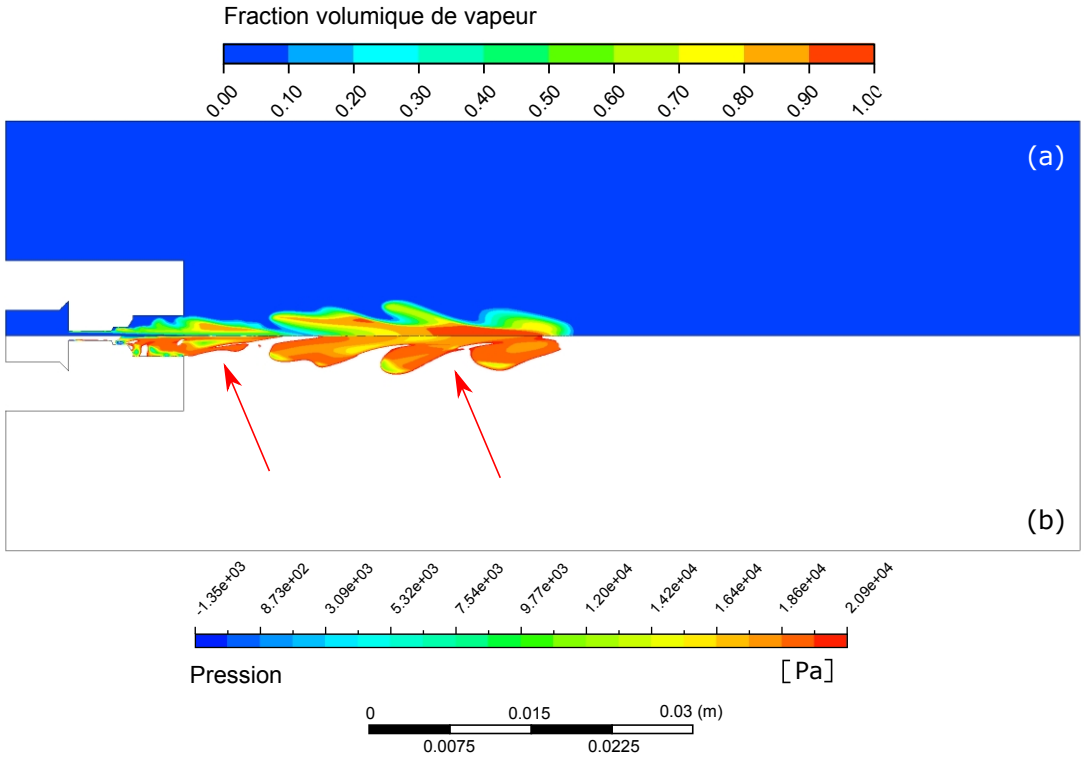


FIGURE 2.14 – (a) Distribution de la fraction volumique de vapeur du jet d'eau cavitant ; (b) Distribution de la pression en dessous de la pression seuil. Nouvelle géométrie de la buse ($d_{\text{buse}} = 0{,}87\,\text{mm}$), $p_{\text{inlet}} = 250\,\text{bar}$ et $p_{\text{outlet}} = 0\,\text{bar}$.

Fluctuation et longueur du jet d'eau cavitant Par rapport au modèle classique, le modèle modifié est capable de capturer la nature pulsatoire du jet d'eau cavitant submergé. Le modèle peut représenter l'ensemble du processus de cavitation de sa génération, son développement, sa propagation et sa disparition.

Contrairement aux photographies expérimentales directes des jets de cavitation, l'identification de la longueur du jet de cavitation est plus difficile, car les simulations numériques peuvent fournir des informations plus détaillées sur la fraction volumique de vapeur à l'intérieur du jet de cavitation. Dans le post-traitement des résultats de la simulation numérique, nous avons considéré la distance entre la buse à la zone de fraction volumique $> 0{,}2$ comme étant la longueur du jet de cavitation. Dans l'exemple de la figure 2.16, la longueur du jet est mise en évidence par des lignes pointillées de couleurs différentes. La périodicité de la pulsation du jet peut être bien identifié. L'estimation de la période de pulsation est d'environ 0,7 ms.

La simulation numérique du jet d'eau cavitant est instationnaire. Le modèle modifié permet de saisir la variation du jet de cavitation dans le temps. Il est donc

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2022LYSEI068/these.pdf
© [Z. Han], [2022], INSA Lyon, tous droits réservés

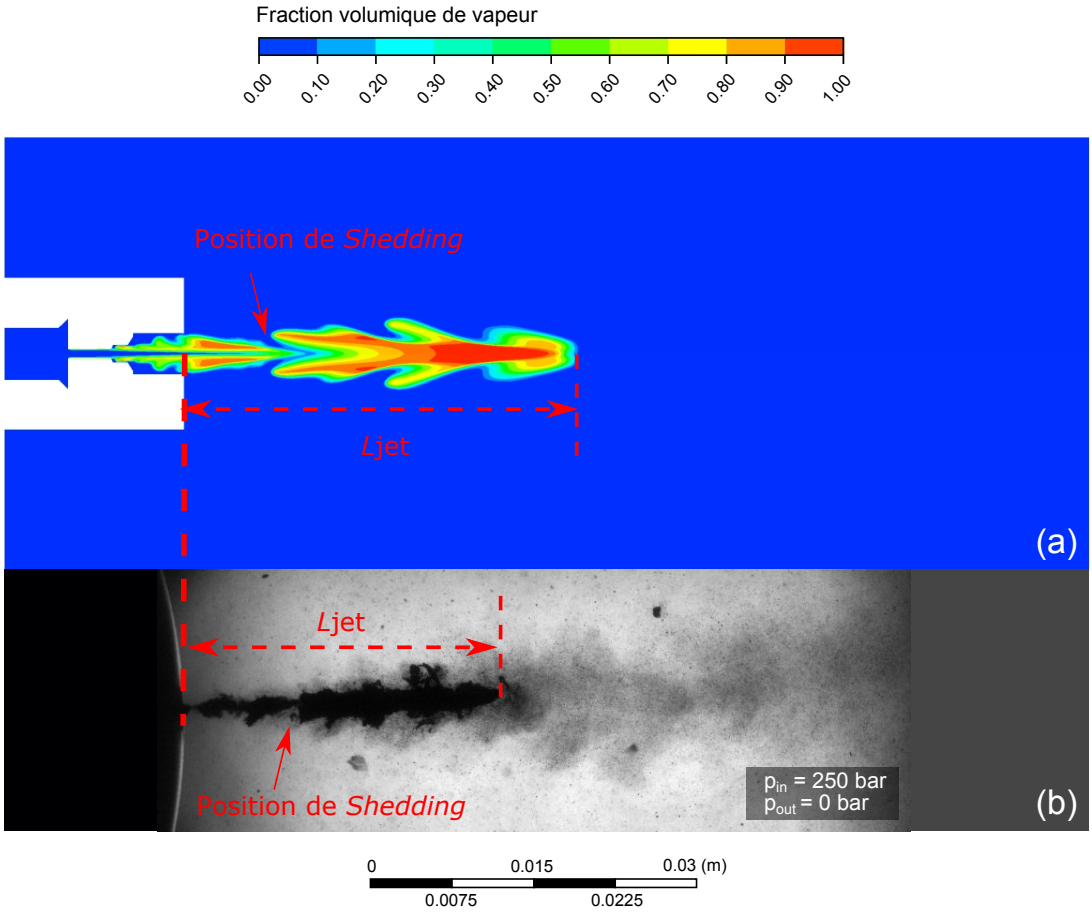


FIGURE 2.15 – (a) Distribution de la fraction volumique de vapeur du jet d'eau cavitant submergé. (b) Image instantanée du jet d'eau cavitant. Les deux images sont à la même échelle et sous condition $p_{\text{inlet}} = 250\,\text{bar}$ et $p_{\text{outlet}} = 0\,\text{bar}$.

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2022LYSEI068/these.pdf
© [Z. Han], [2022], INSA Lyon, tous droits réservés

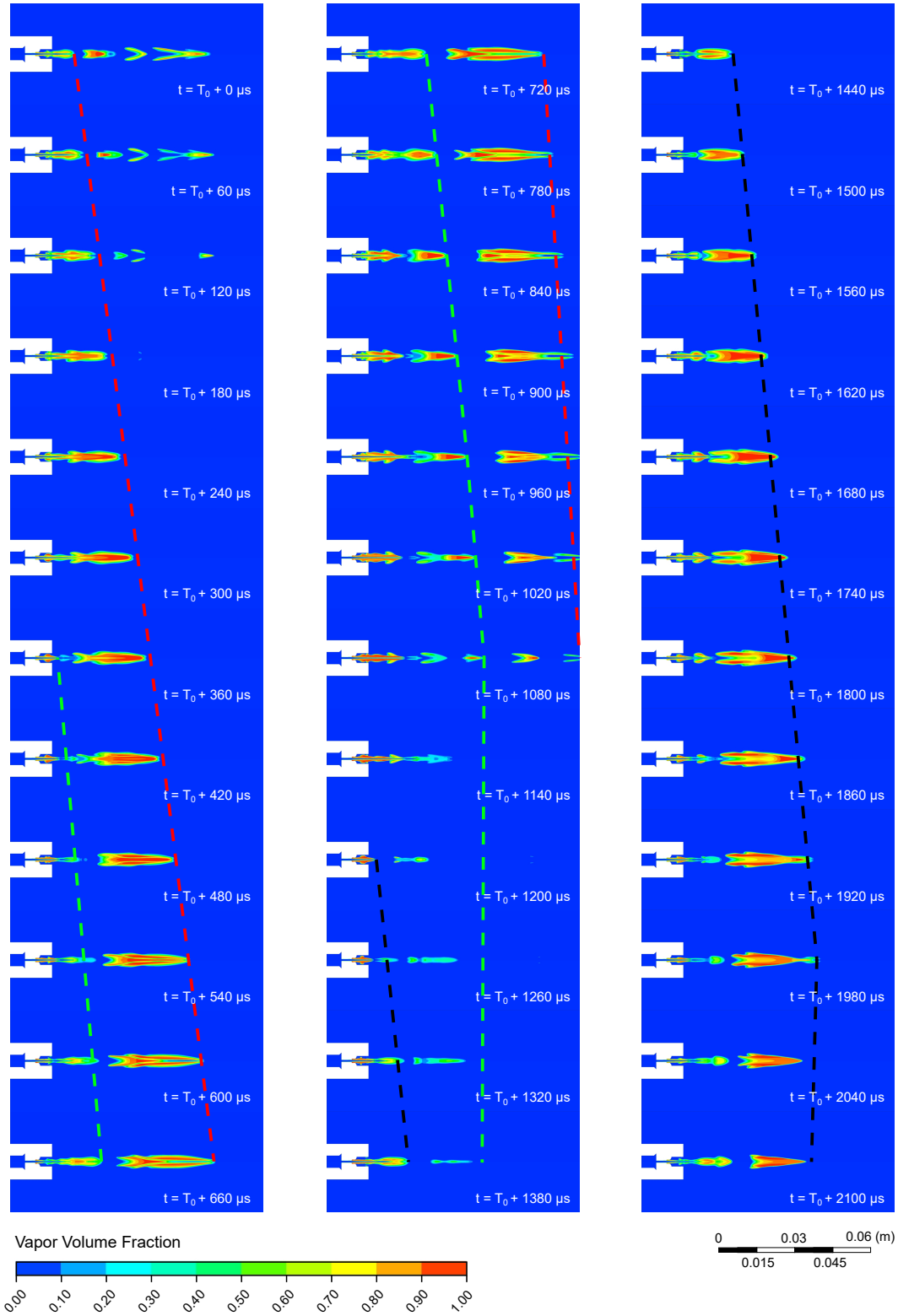


FIGURE 2.16 – Évolution du jet d'eau cavitant submergé dans le temps avec $p_{\text{in}} = 250\,\text{bar}$ et $p_{\text{out}} = 0\,\text{bar}$.

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2022LYSEI068/these.pdf
© [Z. Han], [2022], INSA Lyon, tous droits réservés

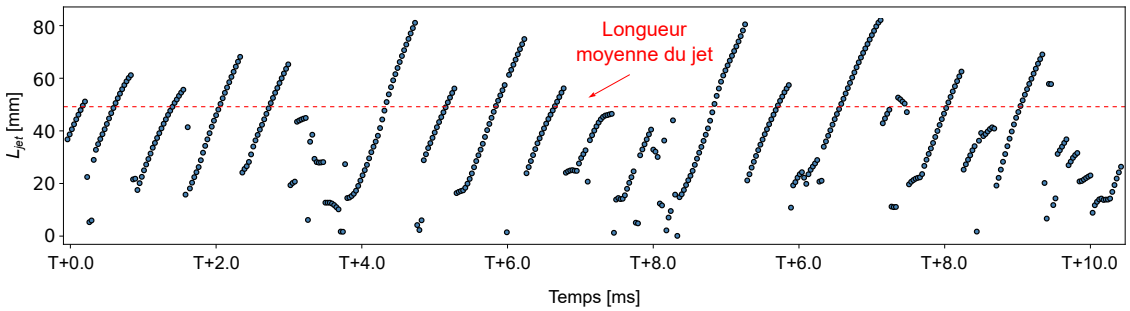


FIGURE 2.17 – Diagramme de la longueur du jet d'eau cavitant en fonction du temps avec $p_{\text{in}} = 250\,\text{bar}$ et $p_{\text{out}} = 0\,\text{bar}$.

difficile d'établir une norme pour obtenir la longueur d'un jet de cavitation et puis comparer avec les données expérimentales. Avec la caractéristique de pulsation du jet d'eau cavitant, nous pouvons choisir la longueur maximale moyenne comme paramètre pouvant être comparé aux données expérimentales. La figure 2.17 illustre l'évolution de la longueur du jet de cavitation dans le temps pour une pression d'injection de 250 bar et une pression ambiante de 0 bar. La longueur maximale moyenne du jet est la moyenne des longueurs maximales qui peuvent être atteintes pour chaque cycle du jet d'eau cavitant sur une période donnée. Après post-traitement des résultats du calcul itératif en 5000 pas, la longueur maximale moyenne est de 48 mm.

2.7 Conclusion

Ce chapitre fournit une description détaillée des méthodes, des procédures et des résultats des simulations numériques sur le jet d'eau cavitant submergé. Les détails des paramètres de modélisation pour le jet d'eau cavitant sont également documentés en détail dans ce chapitre. Le modèle de turbulence URANS RNG k-ε modifié par FBDCM fourni un bon résultat pour l'écoulement turbulence et le modèle *Mixture* a été utilisé pour modéliser l'écoulement diphasique. Parallèlement, le modèle de cavitation ZGB considérant l'effet de la contrainte locale de cisaillement est utilisé pour modéliser le phénomène de transfert de masse entre la phase liquide et la phase vapeur.

Selon les résultats de la simulation numérique, ce modèle peut capturer les caractéristiques instationnaires du jet d'eau cavitant par rapport au modèle non modifié. Le modèle permet d'obtenir les caractéristiques périodiques du jet d'eau cavi-

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2022LYSEI068/these.pdf
© [Z. Han], [2022], INSA Lyon, tous droits réservés

tant et la structure du jet obtenu présente une bonne similitude avec les résultats expérimentaux.

Ces résultats seront comparés aux données fournies par un banc expérimental existant.

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2022LYSEI068/these.pdf
© [Z. Han], [2022], INSA Lyon, tous droits réservés

Chapitre 3

Étude expérimentale du jet d'eau cavitant submergé et validation du modèle de simulation numérique

Dans ce chapitre, l'accent sera mis sur le montage expérimental capable de générer un jet d'eau cavitant submergé. Les paramètres ≪procédé≫ modifiables sur le dispositif sont la pression d'injection, la pression ambiante, la distance buse-échantillon. Une caméra haute cadence est utilisée comme système d'acquisition vidéo pour visualiser le jet d'eau cavitant en temps réel. Le processus détaillé du traitement des images est décrit ici pour obtenir des données sur la longueur des jets d'eau cavitant et des informations sur les caractéristiques dynamiques du détachement du nuage de cavitation. Ensuite, les résultats de la simulation numérique et les observations expérimentales pour différentes conditions environnementales seront comparés. La capacité du modèle numérique à simuler qualitativement les jets d'eau cavitant submergé sera également vérifiée.

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2022LYSEI068/these.pdf
© [Z. Han], [2022], INSA Lyon, tous droits réservés

Sommaire

3.1 Observation du jet d'eau cavitant 97

3.1.1 Dispositif expérimental 97

3.2 Plan expérimental et observation préliminaire 99

3.3 Post-traitement des résultats et analyse 100

3.3.1 Obtention les longueurs du jet d'eau cavitant 100

3.3.2 Fréquence de pulsation du jet d'eau cavitant 104

3.4 Résultats des simulations numériques et de la validation expérimentale 107

3.4.1 Longueur du jet d'eau cavitant 107

3.4.2 Fréquence de pulsation du jet d'eau cavitant 108

3.5 Conclusion 110

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2022LYSEI068/these.pdf
© [Z. Han], [2022], INSA Lyon, tous droits réservés

3.1 Observation du jet d'eau cavitant

L'observation directe d'un jet d'eau cavitant submergé au niveau macroscopique permet de mieux appréhender sa dynamique. Ses données expérimentales peuvent aussi servir de point de comparaison (qualitativement) avec la réalisation de simulations numériques. Reproduire en laboratoire des conditions d'utilisation réelle du WCP est donc essentiel dans le cadre de ce travail.

3.1.1 Dispositif expérimental

Le banc expérimental doit répondre aux exigences suivantes : tout d'abord, il doit permettre de visualiser l'écoulement de cavitation en temps réel et de l'enregistrer. Dans un second temps, il doit pouvoir régler la pression d'injection et la pression ambiante afin de faciliter l'étude de l'effet des changements des conditions limites sur le jet d'eau cavitant. Il est également important de s'assurer que la température du fluide ambiant reste constante pendant l'expérience.

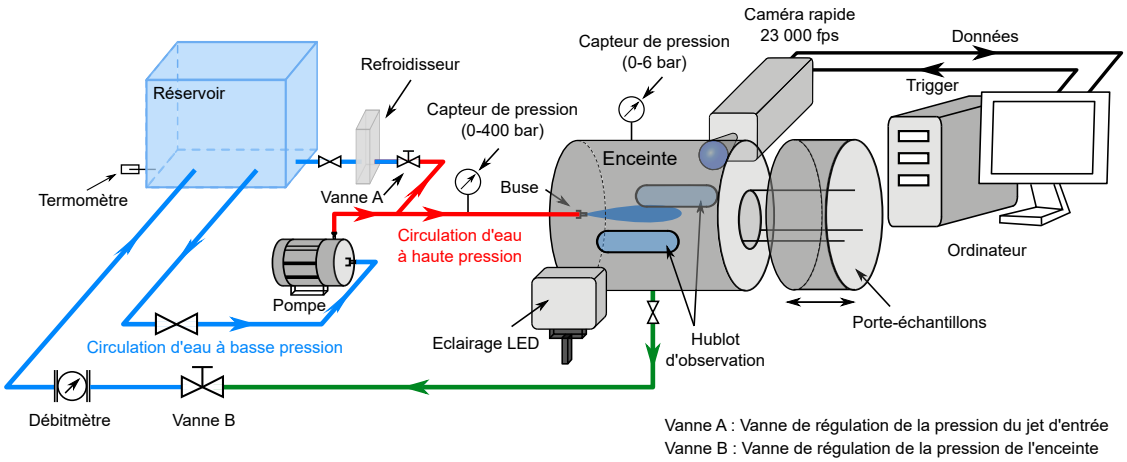


FIGURE 3.1 – Schéma du dispositif expérimental.

La Figure 3.1 présente donc le montage expérimental utilisé pour générer et visualiser le jet d'eau cavitant. Une pompe haute pression (KPO070 9 L/min, 300 bar, 5,5 kW), alimentée par un écoulement gravitaire provenant d'un réservoir en amont, pressurise de l'eau qui est envoyée vers la buse (⌀ 0,27 mm). Un by-pass (Vanne A) permet de réguler la pression d'entrée de 50 à 300 bar. Cette pression est plus faible que les pressions usuellement utilisées sur ce type de procédé, mais permet de reproduire les mécanismes physiques à étudier. L'eau est injectée dans une enceinte pou-

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2022LYSEI068/these.pdf
© [Z. Han], [2022], INSA Lyon, tous droits réservés

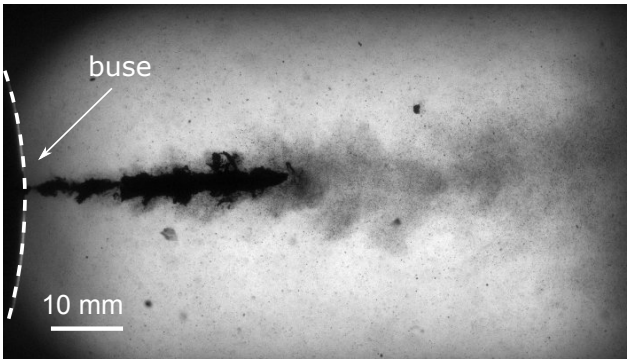


FIGURE 3.2 – Un exemple de visualisation obtenue avec le système d'acquisition.

vant être pressurisée de 0 à 6 bar (relatif) au moyen d'une vanne de vidange (Vanne B). L'eau retourne ensuite vers le réservoir. À la sortie de la buse, la différence de vitesse entre le jet et l'eau contenue dans l'enceinte conduit à un fort cisaillement qui va générer des structures tourbillonnaires suffisamment énergétiques pour que la pression en leur sein chute en dessous de la pression de vapeur saturante. Des poches de vapeur apparaissent alors.

Dans le dispositif, les pertes de charge sont telles qu'une unité de refroidissement (LAUDA UltraCool UC Mini) a dû être ajoutée, permettant ainsi de stabiliser la température de l'eau durant les campagnes de mesures.

La buse est équipée d'un capteur de pression (*Swagelok Model S* de 0 à 400 bar) pour mesurer la pression d'injection. Un capteur de pression (*Swagelok* Model S de 0 à 6 bar) est installé dans l'enceinte pour contrôler la pression ambiante. Une soupape de sécurité tarée à 6 bar assure que la pression maximale ne soit pas dépassée. Dans le réservoir d'eau, un thermocouple permet de connaitre la température de l'eau. Sur le circuit basse pression, un débitmètre à turbine (*KOBOL* DRH) est installé pour mesurer en temps réel le débit d'injection.

L'enceinte est équipée de trois hublots. Deux hublots latéraux permettent l'éclairage à LED et la visualisation haute cadence (Vision Research, v710) du jet d'eau cavitant. Les visualisations ont été réalisées avec un objectif de 55 mm, à une cadence de 23 000 fps pour avoir une bonne résolution temporelle de l'écoulement et un temps d'ouverture de 0,3 µs pour parfaitement figer l'écoulement. La figure 3.2 présente un exemple de visualisation obtenue avec le système d'acquisition. Dans la figure, la buse est située sur le côté gauche de l'image et la limite de la buse est représentée par une ligne pointillée blanche. Sur les images expérimentales, les rayons lumineux sont diffractés par l'interface liquide/vapeur, ce qui conduit aux

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2022LYSEI068/these.pdf
© [Z. Han], [2022], INSA Lyon, tous droits réservés

zones d'ombres sur le capteur de la caméra. Les zones claires correspondent à la phase liquide, les zones grises sont quant à elles attribuées à des bulles non résolues par le capteur.

3.2 Plan expérimental et observation préliminaire

Afin d'étudier la dynamique du jet d'eau cavitant submergé, nous nous concentrons ici sur le jet d'eau cavitant libre, c'est-à-dire sans interaction avec un objet. Expérimentalement, la pression d'injection et la pression ambiante sont deux paramètres importants. La température ambiante est maintenue constante. Le plan d'expérience retenu est résumé dans la table 3.1. Premièrement, la pression ambiante est maintenue constante (0 bar), ce qui va permettre d'étudier l'impact de la pression d'injection. Dans un second temps, la pression d'injection est maintenue à 250 bar et l'on fait varier la pression de l'enceinte.

Table 3.1 – Récapitulatif du plan d'expérience

N°	**Pression d'injection**	**Pression ambiante**
01	50 bar	0 bar
02	100 bar	0 bar
03	150 bar	0 bar
04	200 bar	0 bar
05	250 bar	0 bar
06	250 bar	1 bar
07	250 bar	2 bar
08	250 bar	3 bar
09	250 bar	4 bar
10	250 bar	5 bar

Pour ces différentes configurations, le jet est observé à la caméra haute cadence. La figure 3.3 montre une série d'images instantanées en fonction du temps. Les conditions expérimentales sont : pression d'injection $p_{\text{injection}} = 250\,\text{bar}$ et pression ambiante $p_{\text{ambiante}} = 0\,\text{bar}$. Sur la figure 3.3, nous pouvons observer simplement la variation de la longueur du jet d'eau cavitant au cours du temps. Le phénomène de pulsation périodique du jet d'eau cavitant peut également être bien observé. Seuls deux cycles de pulsation sont représentés dans cette figure, la ligne pointillée rouge et la ligne pointillée verte traçant respectivement chacun des deux cycles. Les

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2022LYSEI068/these.pdf
© [Z. Han], [2022], INSA Lyon, tous droits réservés

observations expérimentales détaillées et les procédures de post-traitement ainsi que l'analyse de ces résultats seront présentés dans la section 3.3.

3.3 Post-traitement des résultats et analyse

La longueur du jet d'eau cavitant submergé et sa variation temporelle sont deux paramètres importants pour comprendre sa dynamique et pour confronter ce comportement aux simulations numériques. L'identification de l'image du jet d'eau cavitant est donc une étape nécessaire pour obtenir des informations sur la longueur de poche de vapeur.

Conformément au plan de l'expérience, pour le jet d'eau cavitant submergé libre, nous avons réalisé 10 ensembles d'expériences, en enregistrant 1,3 s soit 30 000 images instantanées par essais. Ici, l'expérience N° 05 avec la pression d'injection $p_{\text{injection}} = 250\,\text{bar}$ et la pression ambiante $p_{\text{ambiante}} = 0\,\text{bar}$ est choisie comme un exemple pour expliquer les détails du processus de post-traitement.

3.3.1 Obtention les longueurs du jet d'eau cavitant

Afin d'obtenir la longueur du jet d'eau cavitant submergé, un traitement ad hoc est proposé. Un filtrage gaussien est d'abord utilisé pour effectuer une réduction du bruit sur l'image. Ensuite, un seuillage est appliqué afin de convertir l'image grise en une image binaire composée de 0 et 1, le corps du jet d'eau cavitant étant étiqueté comme 1 et l'environnement liquide comme 0. Une sommation verticale de l'image est effectuée, comme le montre la courbe dans la figure 3.4. Ceci permet de localiser la présence de vapeur dans l'image.

Après avoir identifié la présence du jet d'eau cavitant, la seconde étape consiste à suivre la limite du jet d'eau cavitant afin d'obtenir des informations sur la longueur du jet dans le temps. Lors du traitement la dynamique du jet peut être décrite en 3 phases. La première étant la phase de croissance (*growing*), la deuxième étant la phase de détachement du nuage de cavitation (*shedding*) et la troisième étant la phase d'effondrement (*collapsing*) [YAN 19]. Ces 3 phases nécessitent une stratégie de détection différente.

Pendant la phase de croissance d'un jet d'eau cavitant, il existe des gradients de vitesse extrêmement élevés à la limite du noyau du jet, formant une couche de cisaillement dense et générant constamment des anneaux tourbillonnaires. C'est dans

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2022LYSEI068/these.pdf
© [Z. Han], [2022], INSA Lyon, tous droits réservés

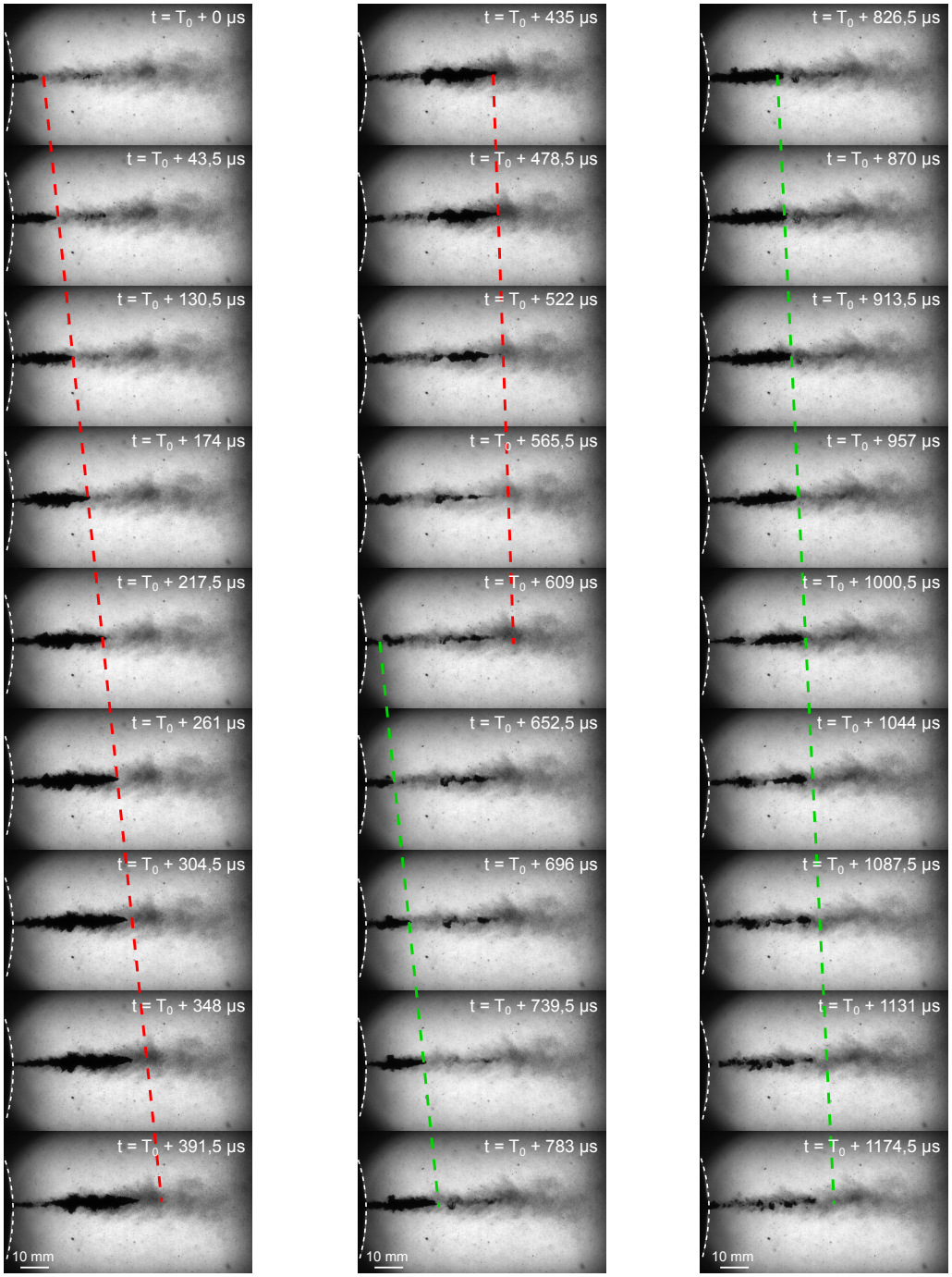


FIGURE 3.3 – Exemple d'évolution de propagation du jet d'eau cavitant avec les conditions de $p_{\text{injection}} = 250\,\text{bar}$ et $p_{\text{ambiante}} = 0\,\text{bar}$.

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2022LYSEI068/these.pdf
© [Z. Han], [2022], INSA Lyon, tous droits réservés

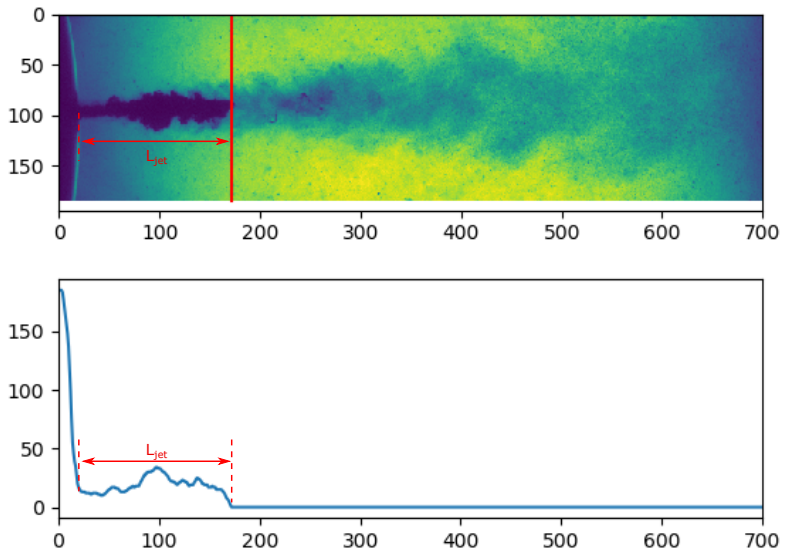


FIGURE 3.4 – Un exemple de post-traitement pour obtenir la longueur du jet d'eau cavitant en phase de croissance (*Growing*) ($p_{\text{injection}}$= 250 bar, p_{ambiante} = 0 bar).

cette couche de cisaillement que se crée la poche de vapeur, et cette poche de vapeur reste et se développe en aval. À ce stade, le corps du jet d'eau cavitant est clair et généralement continu. La figure 3.4 présente un exemple de post-traitement d'une image instantanée dans la phase de croissance. La détection et le suivi de la limite du jet dans cette phase est le plus facile des trois cas, puisqu'il suffit de déterminer l'endroit où la somme de chaque colonne de pixels est égale à zéro pour déterminer la fin de la poche. Dans la figure 3.4 la limite du jet d'eau cavitant est tracé par la ligne rouge.

La deuxième phase est le détachement du nuage de cavitation. La figure 3.5 est un exemple d'un jet d'eau cavitant en phase de détachement, d'où il ressort que le nuage de cavitation est divisé en deux parties, le nuage de cavitation amont près de la buse et le nuage de cavitation aval au niveau de la buse principale. Au cours de ce processus, le nuage de cavitation en amont commence à s'effondrer et à rétrécir, tandis que le nuage de cavitation en aval continue de croître. Sato *et al.* [SAT 15] ont proposé que le processus de détachement ait un effet important sur les performances des jets de cavitation utilisés pour le procédé de mise en compression par cavitation, le nettoyage et la destruction de roches, car l'effondrement du nuage de cavitation se produit principalement après le détachement du nuage. La limite du nuage de

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2022LYSEI068/these.pdf
© [Z. Han], [2022], INSA Lyon, tous droits réservés

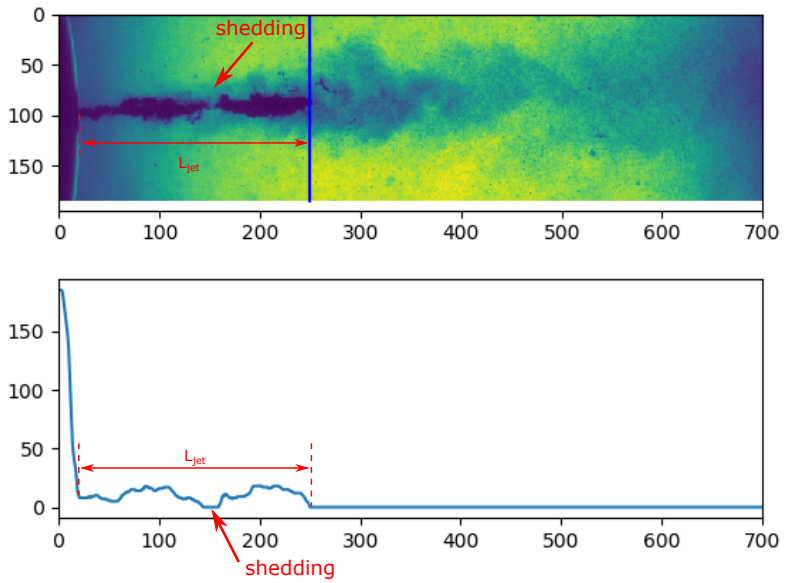


FIGURE 3.5 – Un exemple de post-traitement pour obtenir la longueur du jet d'eau cavitant en phase de détachement (*Shedding*) ($p_{\text{injection}}$= 250 bar, p_{ambiante} = 0 bar).

cavitation en aval est donc identifié comme la limite du jet d'eau cavitant submergé. Dans cette situation, la limite du jet est tracé en ligne bleue et la longueur du jet d'eau cavitant est montré dans la figure 3.5.

Lorsque le jet d'eau cavitant se développe jusqu'à son maximum, il entre dans la phase d'effondrement. La figure 3.6 est un exemple d'image instantanée d'un jet d'eau cavitant en phase d'effondrement. Comme le montre la figure, pendant l'effondrement du nuage de cavitation, le grand nuage de cavitation s'effondre et se brise en de multiples nuages de cavitation de plus petite taille ainsi qu'en de nombreuses bulles de très petit rayon. À ce stade, le nuage de cavitation amont se rétrécit jusqu'à la sortie de la buse, tandis qu'au même moment, un nouveau nuage de cavitation est produit à proximité de la buse. Le jet d'eau cavitant entre donc à nouveau dans la phase de croissance, c'est-à-dire le début du prochain cycle de pulsation du jet d'eau cavitant. Dans ce cas, donc, comme le montre la figure 3.6, nous ignorons les bulles de cavitation résiduelles et considérons la limite du nuage de cavitation près de la buse comme le corps principal du jet d'eau cavitant. La limite du jet d'eau cavitant est donc tracé par une ligne blanche sur la figure 3.6.

Après avoir identifié trois stratégies de post-traitement pour le jet d'eau cavitant submergé, les 30000 images instantanées capturées par la caméra rapide seront

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2022LYSEI068/these.pdf
© [Z. Han], [2022], INSA Lyon, tous droits réservés

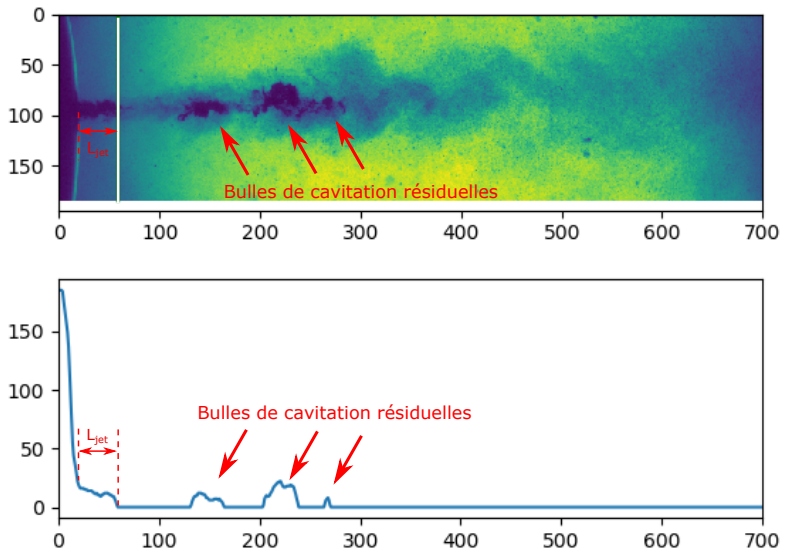


FIGURE 3.6 – Un exemple de post-traitement pour obtenir la longueur du jet d'eau cavitant en phase de l'effondrement (*Collapsing*)($p_{\text{injection}}$= 250 bar, p_{ambiante} = 0 bar).

traitées par lots. La longueur du jet d'eau cavitant est extraite pour chaque image et la distribution de la variation de la longueur du jet d'eau cavitant en fonction du temps est bien tracé. Afin de présenter plus clairement la variation de la longueur du jet d'eau cavitant en fonction du temps, seulement 22 ms des résultats sont tracés dans la figure 3.7. Étant donné que la longueur du jet d'eau cavitant change constamment, nous définissons la moyenne des longueurs maximales atteintes par le jet d'eau cavitant dans chaque cycle de pulsation comme la longueur du jet d'eau cavitant. Sur la figure 3.7, la pointe rouge indique le pic du jet d'eau cavitant à chaque cycle et la ligne pointillée en rouge montre la moyenne de tous les pics, c'est-à-dire la longueur du jet soit $L_{\text{jet}} = 27\,\text{mm}$ pour la pression d'injection de $p_{\text{injection}} = 250\,\text{bar}$ et la pression ambiante de $p_{\text{ambiante}} = 0\,\text{bar}$.

3.3.2 Fréquence de pulsation du jet d'eau cavitant

En plus de la longueur du jet, la fréquence de pulsation du jet d'eau cavitant, c'est-à-dire fréquence de détachement du nuage de cavitation, est également une caractéristique dynamique importante du jet d'eau cavitant submergé. Afin de mieux décrire le comportement périodique du nuage de cavitation, une analyse de fréquence

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2022LYSEI068/these.pdf
© [Z. Han], [2022], INSA Lyon, tous droits réservés

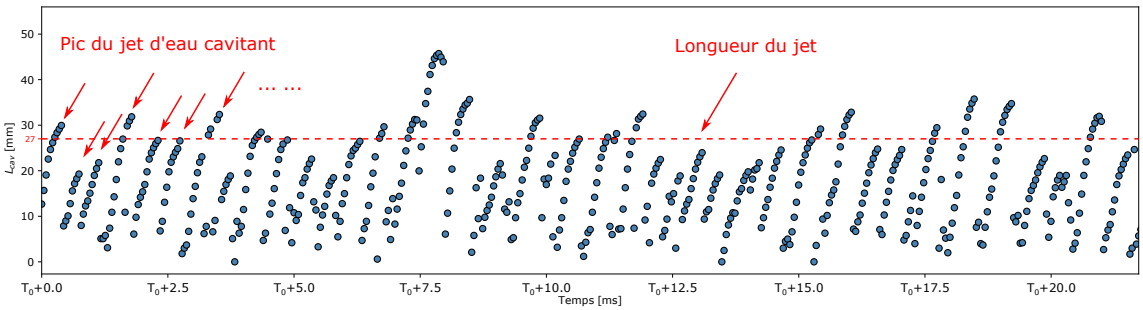


FIGURE 3.7 – Diagramme de la longueur du jet d'eau cavitant en fonction du temps avec $p_{\text{injection}} = 250\,\text{bar}$ et $p_{\text{ambiante}} = 0\,\text{bar}$.

FFT (*Fast Fourier Transform*) a été réalisée sur la distribution de la longueur du jet dans le domaine temporel obtenue à partir d'images instantanées du jet d'eau cavitant submergé. Les résultats des 10 essais de la table 3.1 sont divisés en deux groupes, le premier groupe consiste à augmenter la pression d'injection tout en maintenant la pression ambiante constante, c'est-à-dire les expériences N° 1 à N° 5 dans la table 3.1. La deuxième groupe consiste à augmenter la pression ambiante et maintenir la pression d'injection constante, soit les expériences N° 6 à N° 10 dans la table 3.1. La distribution des résultats dans le domaine fréquenciel pour chaque groupe est représentée dans les figures 3.8 et 3.9 respectivement. Dans ces figures, toute l'amplitude dans le domaine de la fréquence est normalisée. La position de la fréquence principale est considérée comme la fréquence de pulsation du jet d'eau cavitant submergé qui est marquée sur la courbe. Comme on peut le voir sur l'évolution des fréquences principales de la figure 3.8, la fréquence de pulsation du jet de cavitation est essentiellement constante, la fréquence de pulsation restant autour de $f_{\text{jet}} = 1680\,\text{Hz}$. Nous pouvons donc conclure que l'effet de la pression d'injection sur la fréquence de pulsation du jet d'eau cavitant est faible.

D'après l'évolution des fréquences principales de la figure 3.9, il est clair que la fréquence de pulsation augmente linéairement avec l'augmentation de la pression ambiante. La fréquence de pulsation passe de $f_{\text{jet}} = 2527\,\text{Hz}$ pour la pression ambiante $p_{\text{ambiante}} = 1\,\text{bar}$ à $f_{\text{jet}} = 3875\,\text{Hz}$ pour la pression ambiante $p_{\text{ambiante}} = 5\,\text{bar}$, avec la pression d'injection constante $p_{\text{injection}} = 250\,\text{bar}$. Ce qui montre que la pression ambiante a un effet significatif sur la fréquence de pulsation du jet d'eau cavitant, plus la pression ambiante est élevée, plus la fréquence de pulsation est élevée.

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2022LYSEI068/these.pdf
© [Z. Han], [2022], INSA Lyon, tous droits réservés

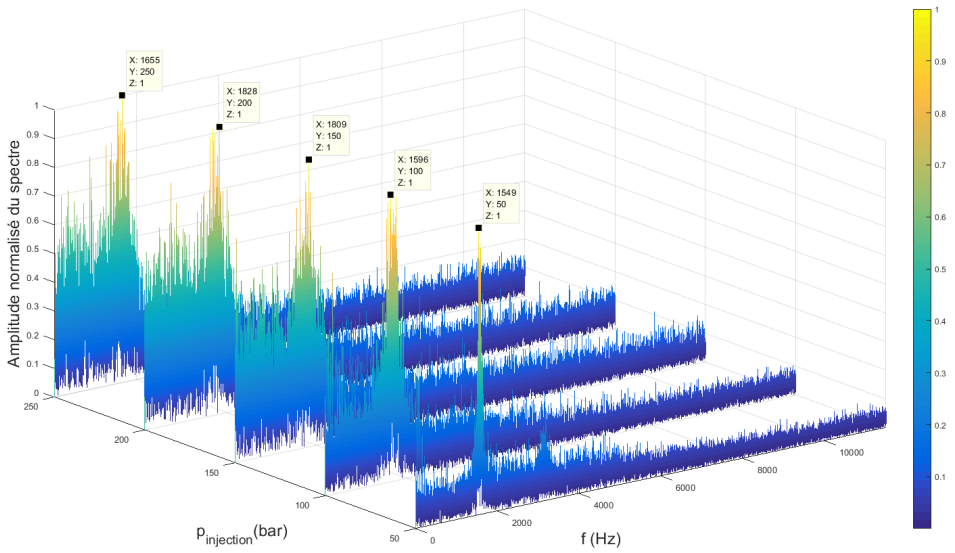


FIGURE 3.8 – Distribution dans le domaine des fréquences de la longueur du jet de cavitation, pression d'injection variables $p_{\text{injection}} = 50$, 100, 150, 200 et 250 bar, pression ambiante constante $p_{\text{ambiante}} = 0$ bar.

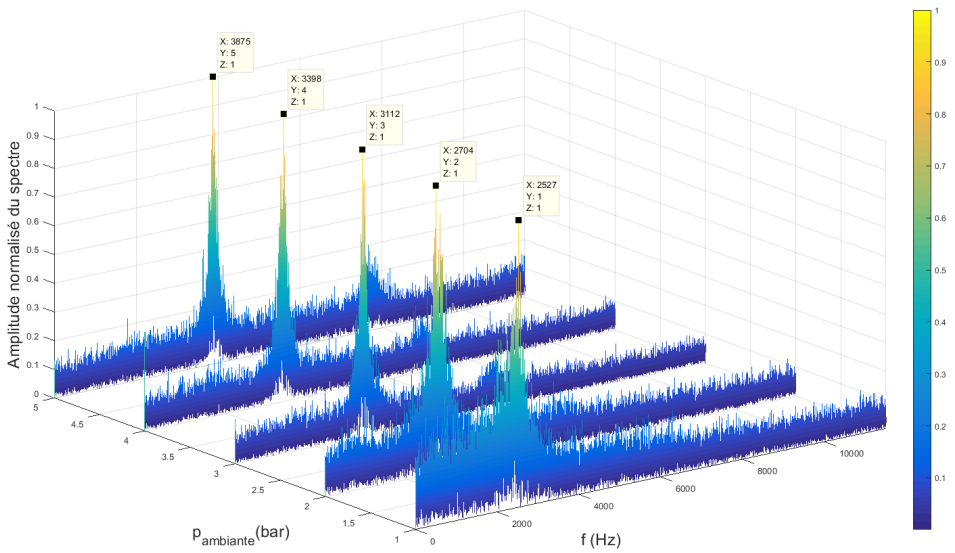


FIGURE 3.9 – Distribution dans le domaine des fréquences de la longueur du jet de cavitation, pression ambiante variables $p_{\text{ambiante}} = 1$, 2, 3, 4 et 5 bar, pression d'injection constante $p_{\text{injection}} = 250$ bar.

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2022LYSEI068/these.pdf
© [Z. Han], [2022], INSA Lyon, tous droits réservés

3.4 Résultats des simulations numériques et de la validation expérimentale

Afin de pouvoir valider les résultats de la simulation numérique, ces derniers sont comparés aux résultats expérimentaux en termes de longueur du jet d'eau cavitant et de fréquence de pulsation du jet d'eau cavitant submergé.

3.4.1 Longueur du jet d'eau cavitant

Afin de mieux comparer les résultats numériques et expérimentaux obtenus, les conditions limites sont adimensionnés par le nombre de cavitaiton σ. C'est un paramètre important d'un jet d'eau cavitant. En général, le nombre de cavitation est défini par le rapport entre la pression hydrodynamique et la pression statique dans l'écoulement de cavitation [BRE 14]. Pour le jet d'eau cavitant submergé, la pression hydrodynamique peut être exprimée comme la différence de pression entre les parties amont et aval de la buse. Le nombre de cavitation d'un jet cavitant est donc donné par l'équation 3.1.

$$\sigma = \frac{p_{ambiante} - p_v}{p_{injection} - p_{ambiante}} \cong \frac{p_{ambiante}}{p_{injection}}, \tag{3.1}$$

ici, $p_{injection}$ est la pression d'injection, $p_{ambiante}$ est la pression ambiante et p_v est la pression de vapeur saturante. En outre, la longueur du jet d'eau de cavitation submergé est normalisée en utilisant le diamètre de la buse correspondante d_{buse} dans les expériences et les simulations numériques respectivement.

Tous les résultats normalisés sont présentés dans la figure 3.10. Les points rouges sont les distributions des longueurs normalisées du jet d'eau cavitant obtenues expérimentalement en fonction du nombre de cavitation. Les croix bleues sont les longueurs normalisées obtenues numériquement en fonction du nombre de cavitation. La distribution de la figure 3.10 montre que la longueur du jet d'eau cavitant est inversement proportionnelle au nombre de cavitation σ, tant d'après les résultats expérimentaux que d'après les simulations numériques, et en outre que la longueur du jet d'eau cavitant est proportionnelle à la pression incidente et inversement proportionnelle à la pression ambiante. Une comparaison des résultats de la simulation numérique avec les résultats expérimentaux montre que le modèle numérique a une capacité qualitative à simuler la longueur du jet d'eau cavitant submergé.

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2022LYSEI068/these.pdf
© [Z. Han], [2022], INSA Lyon, tous droits réservés

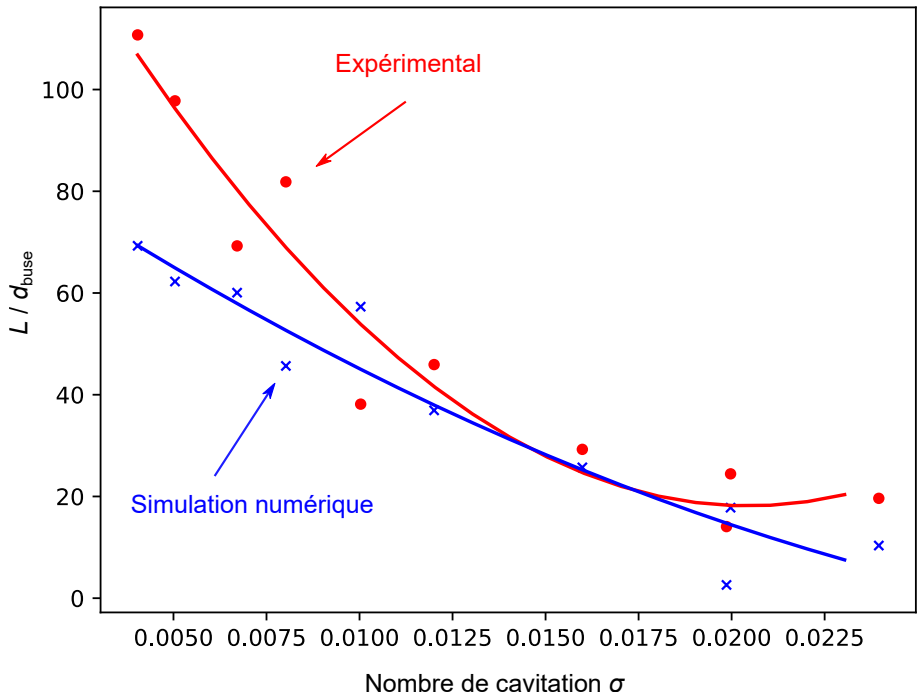


FIGURE 3.10 – Évolution de la longueur normalisée du jet d'eau cavitant submergé (L/d_{buse}) en fonction du nombre de cavitation σ et comparaison des résultats simulations numériques et des résultats expérimentaux.

3.4.2 Fréquence de pulsation du jet d'eau cavitant

Pour étudier la dynamique du jet d'eau cavitant submergé et vérifier la capacité à simuler le jet, la fréquence de pulsation du jet d'eau cavitant est aussi étudiée. Comme les études de longueur du jet d'eau cavitant, toutes les conditions limites sont mises à l'échelle par le nombre de cavitation σ. Afin de mieux décrire les caractéristiques de l'écoulement oscillatoire du jet d'eau cavitant submergé, celui-ci est décrit à l'aide du paramètre sans dimension qu'est le nombre de Strouhal St [HUT 18]. Il est donc défini par l'équation 3.2 :

$$St = \frac{f \cdot w}{U}, \tag{3.2}$$

ici, f est la fréquence de pulsation du jet d'eau cavitant, U est la vitesse du jet à la sortie de la buse, définie par l'équation 3.3. w est le diamètre hydraulique généralement. Pour le jet d'eau cavitant, pour tenir compte de l'effet du nombre de cavitation sur la taille du jet d'eau cavitant, le nombre de Strouhal St basé sur la largeur du jet d'eau cavitant w est plus approprié, puisque la largeur du jet w

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2022LYSEI068/these.pdf
© [Z. Han], [2022], INSA Lyon, tous droits réservés

dépend du nombre de cavitation [NIS 12]. Donc, ici, w est la largeur du jet.

$$U = \sqrt{\frac{2(p_{injection} - p_{ambiante})}{\rho}} \cong \sqrt{\frac{2p_{injection}}{\rho}}. \tag{3.3}$$

L'étude de Nishimura *et al.* [NIS 12] montre que le nombre de Strouhal St est presque constant et indépendant du nombre de cavitation σ (Figure 3.11). De plus, il indique que St est presque indépendant du diamètre de la buse, d_{buse}, et de la pression d'injection $p_{injection}$. Ainsi, on peut dire que le détachement du nuage de cavitation est un phénomène gouverné par un nombre de Strouhal St constant.

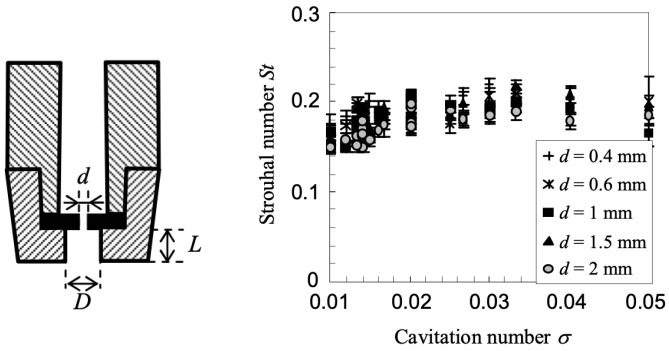


FIGURE 3.11 – Géométrie de la buse ; Nombre de Strouhal St pour le détachement des nuages de cavitation variant avec le nombre de cavitation σ [NIS 12].

La figure 3.12 présente la relation entre le nombre de Strouhal St et le nombre de cavitation σ. Les points rouges sont les données expérimentales. Les résultats sera bon accord avec l'étude de Nishimura *et al.* [NIS 12], la valeur moyenne du nombre de Strouhal St pour les résultats expérimentaux est de 0,037. Il convient de noter que le nombre de Strouhal St est spécifique à la géométrie de la buse, pour des buses ayant une géométrie de sortie similaire, le nombre de Strouhal St reste constant. D'autre part, dans la figure 3.12, les croix bleues représentent les données obtenues par simulation numérique. En comparant avec les résultats expérimentaux, les résultats des simulations numériques montrent un bon accord. La valeur moyenne du nombre de Strouhal St pour les résultats de simulation numérique est aussi de 0,037. La comparaison ci-dessus montre que ce modèle numérique a une bonne capacité à simuler la caractéristique dynamique du jet d'eau cavitant submergé.

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2022LYSEI068/these.pdf
© [Z. Han], [2022], INSA Lyon, tous droits réservés

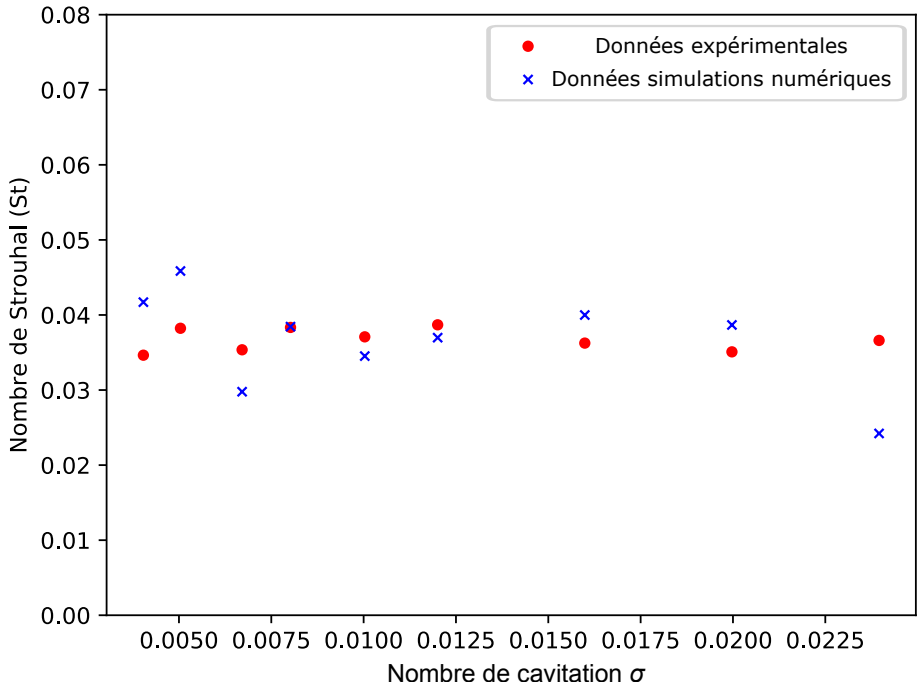


FIGURE 3.12 – Évolution du nombre de Strouhal St pour le détachement du nuage de cavitation en fonction du nombre de cavitation σ et comparaison des résultats des simulations numériques avec les résultats expérimentaux.

3.5 Conclusion

Dans ce chapitre, les résultats numériques sont comparés à des données expérimentales sur une plage de $p_{\text{injection}}$ 50 bar$\sim$ 250 bar et p_{ambiante} 0 bar$\sim$ 5 bar. Le système d'acquisition permet de capturer les comportements du jet d'eau cavitant par les images instantanées.

Le processus de post-traitement des résultats est présenté et discuté pour obtenir deux paramètres principaux, la longueur du jet d'eau cavitant et la fréquence de pulsation du jet d'eau cavitant. Les résultats des comparaisons sont encourageants. En comparant les longueurs des jets d'eau cavitant submergé, l'évolution des longueurs des jets pour différents nombres de cavitation σ est cohérente avec les résultats expérimentaux, de sorte que le modèle numérique est capable de prédire les longueurs de poche de vapeur. D'autre part, au niveau de l'étude de la fréquence de pulsation du jet, le nombre de Strouhal pour les résultats est constant et a une valeur de 0,037. Pour la buse avec la géométrie similaire, la simulation numérique présente également le même nombre de Strouhal. Cela indique que le modèle numérique peut reproduire la dynamique du jet d'eau cavitant.

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2022LYSEI068/these.pdf
© [Z. Han], [2022], INSA Lyon, tous droits réservés

Chapitre 4

Vérification de la faisabilité d'une mesure quantitative des ondes de pression sous l'eau par capteur PVDF.

La faisabilité de la mesure quantitative des ondes de pression sous l'eau par capteur piézoélectriques PVDF est discutée dans ce chapitre. Un dispositif expérimental permettant la génération de bulles individuelles indépendantes contrôlées sera décrit, ce dispositif expérimental permet d'observer et d'enregistrer des images instantanées de la bulle. Simultanément, l'onde de pression générée par l'effondrement d'une bulle est enregistrée par un capteur PVDF. Par ailleurs, un modèle analytique est utilisé et comparé aux résultats expérimentaux de l'onde de pression générée par une bulle s'effondrant. La faisabilité d'une mesure quantitative du capteur PVDF sera vérifiée dans ce chapitre.

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2022LYSEI068/these.pdf
© [Z. Han], [2022], INSA Lyon, tous droits réservés

Sommaire

4.1 Introduction 113

4.2 Dispositif expérimental 113

4.3 Cavitation optique – dynamique d'une bulle isolée 116

4.3.1 Loin de la paroi rigide 116

4.3.2 Proche de la paroi rigide 118

4.4 Mesure de l'onde de pression par le capteur PVDF 120

4.4.1 Théorie de la mesure de la pression par le capteur PVDF . . 120

4.4.2 Identification du signal PVDF 122

4.5 Comparaison analytique 126

4.5.1 Modèle prédictif de comportement de dynamique de bulle . . 126

4.5.2 Modélisation analytique avec le modèle de *Gilmore* 126

4.5.3 Conditions initiales 127

4.5.3.1 Estimation du rayon initial : méthode d'identification à partir de l'image du plasma 128

4.5.3.2 Estimation du rayon initial : estimation à partir du *Beam Waist* 129

4.5.3.3 Estimation de la pression initiale 130

4.5.4 Champs de pression dans tout le liquide : *Second-Order Approximation* 131

4.6 Correction expérimentale 133

4.6.1 Effet de la courbure de l'onde de pression sphérique 133

4.6.1.1 Effet de la courbure des ondes de pression dans la direction verticale 134

4.6.1.2 Effet de la courbure des ondes de pression dans le plan horizontal 136

4.6.2 Effet de la propagation des ondes de choc dans différents milieux 137

4.7 Résultats et conclusion 140

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2022LYSEI068/these.pdf
© [Z. Han], [2022], INSA Lyon, tous droits réservés

4.1 Introduction

Dans le chapitre 2, nous avons effectué des simulations numériques du jet d'eau cavitant submergé à l'échelle macroscopique. Pour étudier plus avant le processus de mise en compression par le jet d'eau cavitant, il est nécessaire de prédire la charge mécanique pendant ce processus. Sonde *et al.* [SON 18b] ont combiné l'onde de pression générée par une bulle unique avec la distribution de la fraction volumique dans le flux de cavitation obtenue par silulation de la dynamique des fluides (CFD) afin de prédire la pression générée par le jet de cavitation. L'amélioration d'un tel modèle prédictif nécessite des données expérimentales précises. Par conséquent, l'observation de la dynamique des bulles individuelles et une mesure précise de l'onde de pression générée lors de l'effondrement d'une bulle restent essentielles. Dans ce chapitre, nous décrivons tout d'abord l'installation du banc expérimental permettant de générer une bulle individuelle par une focalisation laser, le système d'imagerie permet d'observer la croissance et l'effondrement de la bulle à différentes distances d'une paroi rigide. Un capteur PVDF permet de mesurer l'onde de pression générée par l'effondrement d'une bulle. Ces mesures sont comparées à un modèle analytique de dynamique de bulle (Gilmore). Enfin, les effets de la courbure des ondes de pression sphériques et la propagation des ondes de pression dans différents milieux sont discutés.

4.2 Dispositif expérimental

Le dispositif expérimental doit assurer trois fonctions. Il doit, tout d'abord, générer une bulle de cavitation de taille contrôlable. Ensuite, cette bulle doit être observée à haute fréquence afin de saisir sa dynamique. Enfin, les variations de pression sous l'eau associées à la dynamique de la bulle, y compris son implosion, doivent être mesurées à l'aide d'un capteur PVDF. Un dispositif expérimental est développé pour réaliser ces trois fonctions. La Figure 4.1 illustre le montage expérimental utilisé pour générer des bulles et observer la dynamique des bulles en synchronisation avec la mesure de la pression sous l'eau.

Pour des raisons de commodité et de reproductibilité, le choix s'est ici porté sur la génération de bulle par focalisation laser, encore appelée cavitation optique. Nd : YAG, Figure 4.1 (New Wave Research Solo III, $\lambda = 532\,\mathrm{nm}$), est employé pour générer un laser pulsé, la durée d'impulsion est de l'ordre de 5 ns. Le faisceau

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2022LYSEI068/these.pdf
© [Z. Han], [2022], INSA Lyon, tous droits réservés

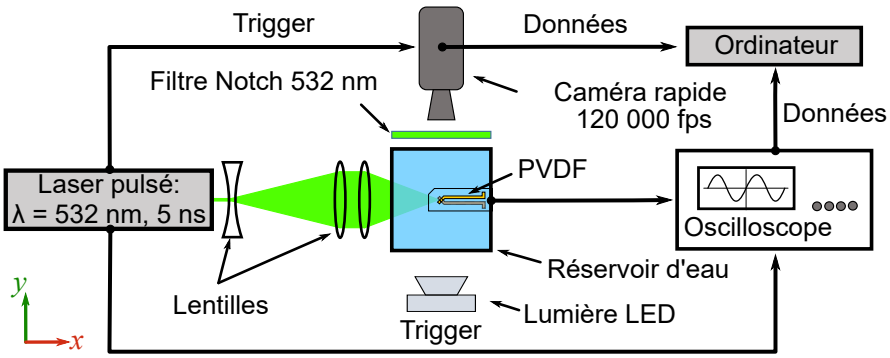


FIGURE 4.1 – Schéma du dispositif expérimental.

laser est focalisé dans un réservoir d'eau cubique de 6 cm de côté (en verre). Le faisceau laser est élargi en passant par une lentille divergente ($f = -25\,\mathrm{mm}$) puis collimaté par une lentille convergente ($f = 250\,\mathrm{mm}$). Enfin, le faisceau est focalisé par une lentille asphérique ($f = 40\,\mathrm{mm}$) dans de l'eau micro-filtrée et déminéralisée. L'énergie focalisée doit être suffisante pour atteindre la température d'ionisation de l'eau et générer un plasma, qui deviendra une bulle de vapeur. Dans le cadre de l'interaction laser-matière [BER 99, VOG 11], pour des impulsions de l'ordre de la nanoseconde, à des densités de puissance plus élevées ($> \mathrm{GW\,cm^{-2}}$), un claquage optique se produit. Dans le cas étudié, l'énergie laser est d'environ 10 mJ, ce qui est suffisant pour produire un claquage optique au foyer. En réglant l'énergie du laser, il est possible de contrôler la taille des bulles générées dans le réservoir d'eau.

La deuxième fonction de ce dispositif expérimental est de capturer la dynamique de bulles. Ceci est réalisé par une caméra CMOS à haute cadence (Vision Research V12.0) équipée d'un objectif de 12× (Navitar). Une taille d'image de 128×256 pixels et une fréquence d'acquisition de 120 kfps ont été utilisées pour l'enregistrement. Un éclairage LED (3 W) est utilisé. Un filtre coupe-bande (Notch $532 \pm 12\,\mathrm{nm}$) protège le capteur de la caméra de l'éclairage laser. Avec un temps d'ouverture de 300 ns, l'image est parfaitement figée. Le grossissement de l'image est de $13{,}7\,\mathrm{\mu m\,px^{-1}}$. L'enregistrement de la caméra rapide et l'acquisition de la pression par le capteur PVDF présentés ci-dessous sont synchronisés avec le Q-switch laser.

Il a été observé que la largeur à mi-hauteur (FWHM) des ondes de pression étaient de l'ordre de 10 ns$\sim$ 100 ns et que la pression maximale au centre de la bulle était de plusieurs GPa [LAU 13, OBR 13]. Il est donc nécessaire de disposer d'un capteur doté d'une large bande passante et d'une capacité d'acquisition rapide, pour des fréquences et des amplitudes de pression aussi élevées. La technique est basée

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2022LYSEI068/these.pdf
© [Z. Han], [2022], INSA Lyon, tous droits réservés

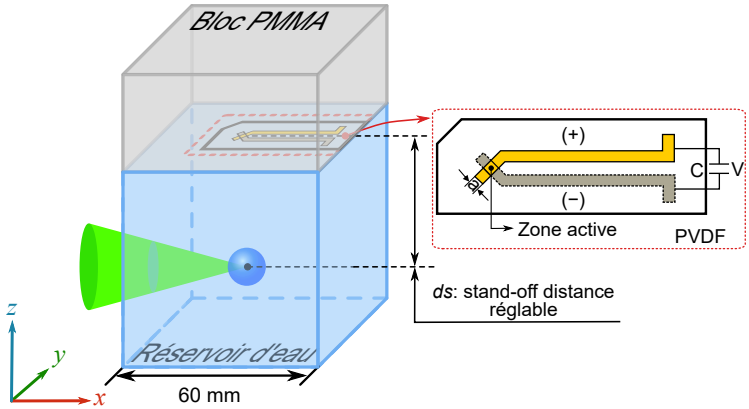


FIGURE 4.2 – Schéma de la position relative de la bulle dans le réservoir d'eau, de la position d'installation du capteur PVDF et de la structure du capteur PVDF.

sur l'utilisation d'un polymère piézoélectrique constitué d'un film étiré en PVDF (*polyvinylidene fluoride*) [ARR 16]. Les spécifications techniques du capteur PVDF utilisé dans ce travail sont données dans le Tableau 4.1. La chaîne d'acquisition avec le capteur PVDF, l'oscilloscope et l'ordinateur est présentée sur la Figure 4.1. La position du capteur PVDF sur le montage expérimental et la structure du capteur PVDF sont présentées sur la Figure 4.2. Le poly (méthacrylate de méthyle) (PMMA) est choisi comme matériau de support en raison de la similitude d'impédance avec celle du PVDF. Le capteur PVDF est collé au centre d'un bloc de PMMA de 40 mm d'épaisseur. Le bloc de PMMA avec le capteur PVDF est placé directement sur le dessus du réservoir d'eau. Le réservoir est rempli tout en veillant à ne pas piéger l'air à l'interface du PVDF

Pour enregistrer le signal de l'onde de pression, le capteur PVDF est connecté à un oscilloscope, à haute bande passante (Keysight InfinitiVision DSOX3054T). Le temps caractéristique RC τ est estimé en multipliant la résistance (1 MΩ) et la capacité totale de la chaîne d'acquisition (26,5 pF), soit d'environ 27 µs. Le temps caractéristique RC est plus long que la durée de l'impulsion observée. L'oscilloscope peut capter les données avec une bande passante de 500 MHz et un taux d'échantillonnage de 625 $\mathrm{MSa\,s^{-1}}$ en mode haute impédance (1 MΩ). La résolution temporelle peut ainsi atteindre 1,6 ns.

La position relative de la bulle par rapport au centre du capteur est importante pour l'analyse des résultats. Lorsque le capteur est décalé par rapport au centre de la bulle, l'onde de pression sera également décalée du centre du capteur. Comme sur

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2022LYSEI068/these.pdf
© [Z. Han], [2022], INSA Lyon, tous droits réservés

Table 4.1 – Caractéristiques du capteur PVDF utilisé. [BAU 04]

Paramètres	
Gamme des contraintes	1×10^2 Pa$\sim 1 \times 10^{10}$ Pa
Gamme de fréquences	1×10^{-2} Hz$\sim 1 \times 10^9$ Hz
Température d'utilisation	-40 °C~ 60 °C
Coefficient piézoélectrique (d_{33})	23,8 ± 0,4 pC N^{-1}
Épaisseur	0.24 ± 0,1 µm
Surface active	1 mm^2
Impédance d'entrée des canaux de l'oscilloscope	1 MΩ

la Figure 4.2, dans le plan horizontal (x, y), il faut s'assurer que le centre de la bulle coïncide avec le centre de la zone active du PVDF. Dans la direction verticale (axe z), l'influence de la distance d_s entre le centre de la bulle et le capteur PVDF est un paramètre important étudié dans ce travail. Afin de faire varier la distance d_s, le réservoir d'eau peut être déplacé dans la direction z avec une précision de 0,1 mm.

4.3 Cavitation optique – dynamique d'une bulle isolée

Afin de mieux comprendre le comportement dynamique d'une bulle isolée, différentes observations sur des bulles isolées à différents distance à la paroi est effectuée. La dynamique de la bulle isolée est capturée par la caméra rapide avec un taux d'échantillonnage de 120 kfps. La distance à la paroi normalisée par le diamètre maximal de la bulle est difini comme suit :

$$\gamma = \frac{d_s}{R_{\max}}, \tag{4.1}$$

où $R_{\max}$ est le rayon maximal et d_s est la distance à la paroi. Plus la valeur de γ est grande, plus le centre de la bulle est éloigné de la paroi.

4.3.1 Loin de la paroi rigide

La Figure 4.4 présente des images instantanées d'une bulle loin de toute paroi rigide. Dans cette série d'images, l'intervalle de temps entre chaque image est de 8,3 µs. La distance entre le centre de bulle et le capteur PVDF (d_s) est égale à

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2022LYSEI068/these.pdf
© [Z. Han], [2022], INSA Lyon, tous droits réservés

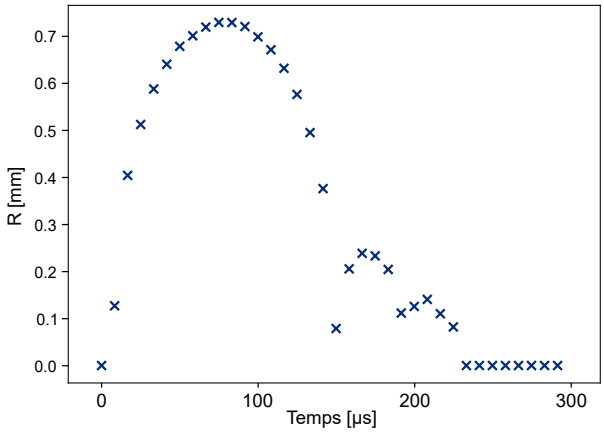


FIGURE 4.3 – Évolution du rayon d'une bulle loin de la paroi ($\gamma = 8,85$).

6,5 mm, $\gamma = 8.85$. Le processus de génération de bulles est bien illustré par cette série d'images typiques. Figure 4.3 montre l'évolution du rayon de cette même bulle de cavitation en fonction du temps.

Lorsque l'énergie du laser est concentrée dans un très petit volume d'eau ($r <$ 100 µm), l'eau est chauffée à la température d'ionisation [OBR 13]. La phase liquide se transforme en plasma (Figure 4.4-1). Le plasma se dilate rapidement et comprime le liquide environnant. Une onde de pression sphérique est générée dans ce processus (Figure 4.4-2), puis le liquide environnant est accéléré radialement. Enfin, une bulle est générée. Comme la pression du plasma est isotrope, la bulle se dilate de manière quasi sphérique. La bulle croît jusqu'à une taille critique $R_{\text{équilibre}}$ où la pression à l'intérieur de la bulle est égale à celle à l'extérieur. À ce moment-là, à cause de forces d'inertie, la bulle continue de croître, puis atteind sa taille maximale $R_{\max}$ (Figure 4.4-10, ici $R_{\max} = 0{,}73$ mm) où la pression à l'intérieur de la bulle est inférieure à la pression de l'environnement et un mouvement de contraction commence à se produire.

Ensuite, la bulle entre dans une phase d'effondrement. Sato *et al.* ont observé que, lorsque la bulle atteint le rayon maximal, l'équilibre thermodynamique est rétabli et la dynamique de la bulle n'est plus affectée par le plasma initial [SAT 13]. Ainsi, les recherches ont démontré que les temps caractéristiques associés à la propagation de la chaleur dans l'eau étaient considérablement plus longs que ceux dans les ondes de pression [FOU 16]. Par conséquent, le comportement de la bulle est, ainsi, comparable à celui d'une bulle de cavitation en phase d'effondrement. À la fin de la phase d'effondrement, à cause des effets d'inertie, la taille de la bulle continue à diminuer,

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2022LYSEI068/these.pdf
© [Z. Han], [2022], INSA Lyon, tous droits réservés

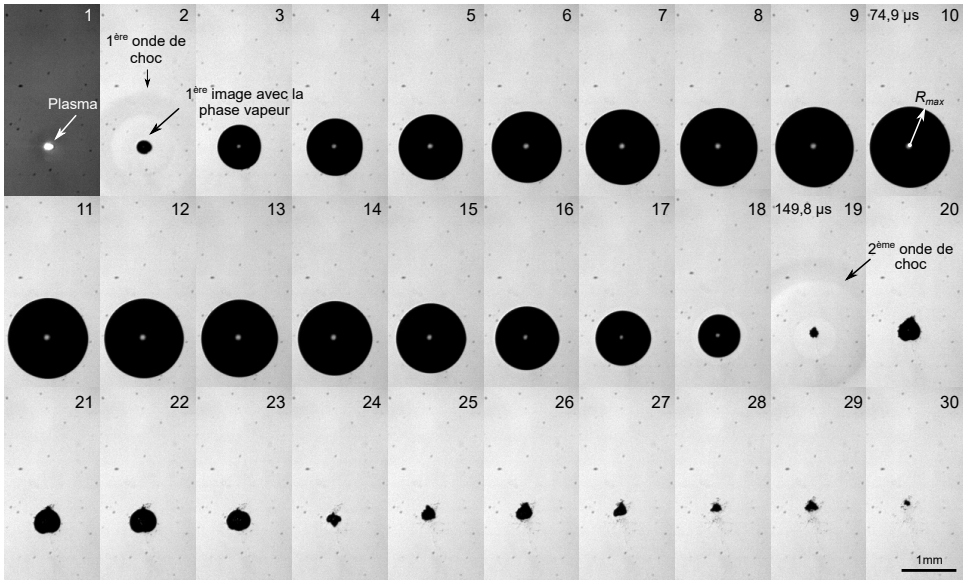


FIGURE 4.4 – Exemple de dynamique de la bulle loin de paroi ($\gamma = 8,85$).

tandis que la pression à l'intérieur de la bulle continue d'augmenter, et elle franchit la taille d'équilibre $R_{\text{équilibre}}$.

Ce processus se poursuit jusqu'à ce que la bulle se rétracte pour atteindre un volume minimal. À ce moment-là, la pression à l'intérieur de la bulle est supérieure à la pression ambiante dans l'eau. Après cela, la bulle rebondit rapidement entraînant une onde de pression (Figure 4.4-19). Le processus de rebond et d'effondrement se répète jusqu'à dissolution de la bulle. Ce processus est semblable à celui observé lors de la détonation sous-marine d'explosifs puissants [COL 48]. Pendant ces phases d'implosion, dans certaines conditions, il est possible d'observer la fragmentation en bulles plus petites. Ceci est observé par [TOM 90], mais cette situation n'est pas considérée dans notre étude. En même temps, il convient de noter qu'un effondrement parfaitement sphérique ne peut être obtenu que dans des conditions particulières, où aucun gradient de pression hydrostatique n'influence la bulle [OBR 13].

4.3.2 Proche de la paroi rigide

Lorsque la bulle est générée proche d'une paroi, la dynamique d'effondrement de la bulle est modifié par deux étapes. Pour une distance normalisée γ comprise entre 1,5 et 3, la bulle s'effondre de manière quasi sphérique en raison du faible effet de la paroi [PLE 71]. La présence de la paroi affecte la vitesse de rebond de la

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2022LYSEI068/these.pdf
© [Z. Han], [2022], INSA Lyon, tous droits réservés

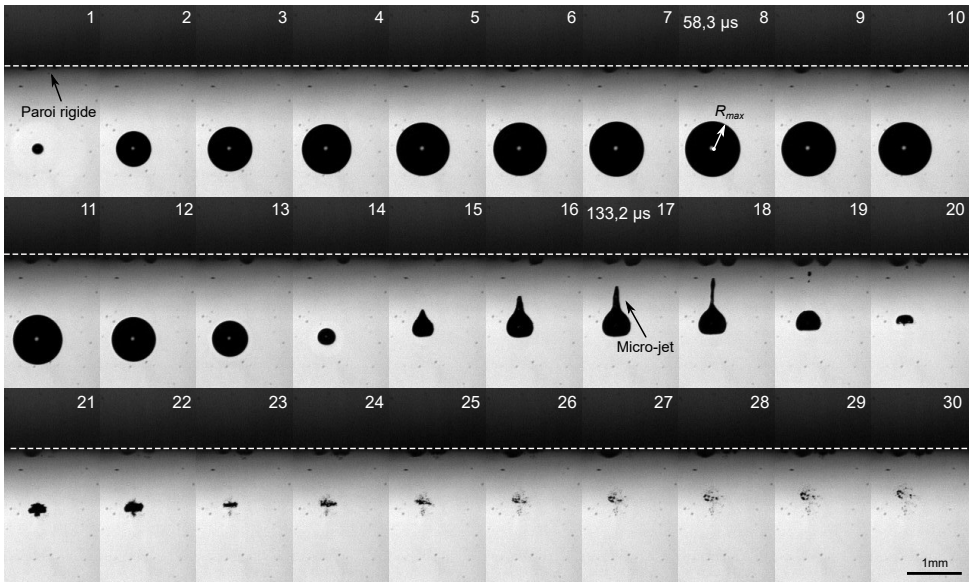


FIGURE 4.5 – Dynamique de la bulle proche de paroi rigide pour $\gamma = 2{,}87$.

bulle, tandis que le centre de gravité de la bulle se déplace toujours dans la direction perpendiculaire à la paroi. L'énergie sera concentrée dans la partie supérieure de la bulle, la partie supérieure de la bulle commence à perdre sa stabilité, s'aplatit et produit ensuite un micro jet à travers le centre de la bulle. La Figure 4.5 montre l'évolution d'une bulle proche de la paroi rigide. Dans cette série d'images, l'intervalle entre chaque image est aussi de 8,3 µs. Ici, $\gamma = 1.71$ ($d_s = 0{,}96\,\text{mm}$), la bulle de cavitation atteint son rayon maximal de 0,56 mm à 58,3 µs. Nous pouvons également voir sur la Figure 4.5 que la paroi a peu d'effet sur le premier cycle d'effondrement dans lequel la bulle subit un effondrement quasi sphérique, mais à partir du second cycle, la paroi a un effet significatif.

Lorsque la bulle est générée plus proche d'une paroi ($\gamma < 1{,}5$), un deuxième type d'effondrement asphérique se produit [PLE 71]. Un exemple est présenté sur la Figure 4.6. À ce stade, le volume de la bulle diminue à l'extrémité proche de la paroi et, comme la bulle est asymétrique, la partie de la bulle éloignée de la paroi soit une région de haute pression où le fluide est accéléré vers la paroi solide. Un micro-jet est généré et frappe directement la surface solide en produisant un coup de bélier.

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2022LYSEI068/these.pdf
© [Z. Han], [2022], INSA Lyon, tous droits réservés

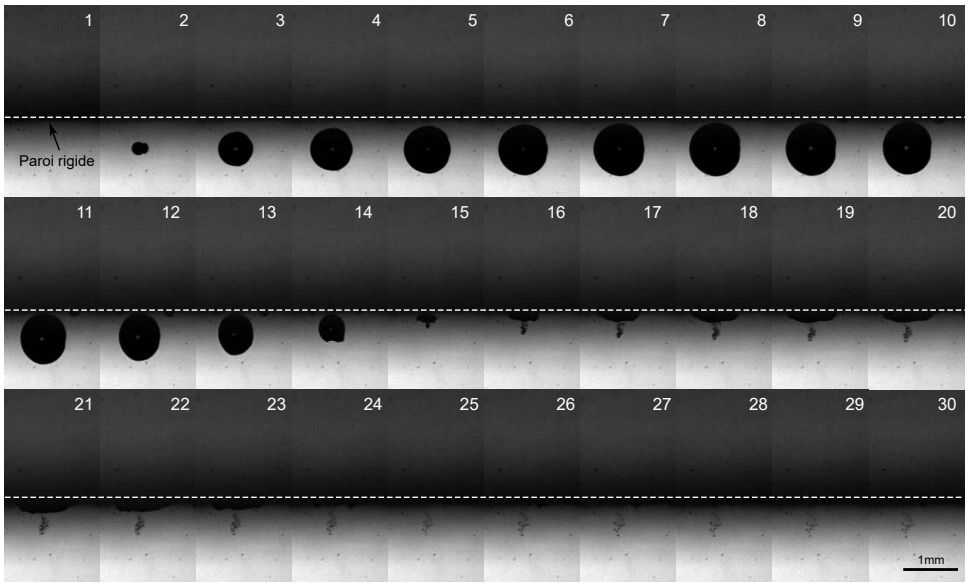


FIGURE 4.6 – Dynamique de la bulle proche de paroi rigide pour $\gamma = 0{,}94$.

4.4 Mesure de l'onde de pression par le capteur PVDF

4.4.1 Théorie de la mesure de la pression par le capteur PVDF

L'expansion et l'effondrement rapide des bulles s'accompagnent de l'émission et de la propagation d'une onde de pression dans l'eau. Lorsque l'onde de pression se propage et frappe la surface du capteur PVDF, la zone active du capteur subit une légère déformation. Du fait de la capacité piézoélectrique du PVDF, les deux pôles du capteur PVDF produisent un changement de tension sous l'action de la pression.

L'évolution de la tension est enregistrée par l'oscilloscope présenté. Lorsque l'onde de choc frappe le capteur PVDF, une onde de cisaillement est également générée. Les coefficients d_{31} et d_{32} sont $5,9 \pm 3\,\%$ $\mathrm{pC\,N^{-1}}$, soit quatre fois moins que le coefficient piézoélectrique d_{33} ($23{,}8 \pm 0{,}4\,\mathrm{pC\,N^{-1}}$), par conséquent, l'effet des ondes de cisaillement est négligeable sur le signal généré par le capteur PVDF.

Ce signal de tension peut être converti en pression en fonction des caractéristiques du capteur PVDF et de la chaîne d'acquisition. Le capteur utilisé dans l'expérience n'est caractérisé que dans la direction perpendiculaire à sa surface, ce qui n'a aucune

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2022LYSEI068/these.pdf
© [Z. Han], [2022], INSA Lyon, tous droits réservés

influence sur les résultats, car aucune charge de cisaillement n'est appliquée sur la surface. Sachant que :

$$Q = CU_{\text{tension}}, \tag{4.2}$$

$$p = \frac{F}{S}, \tag{4.3}$$

avec Q la valeur de la charge de deux côtés du capteur PVDF, C la capacité totale de la chaîne d'acquisition et U_{tension} la valeur de la tension mesurée aux bornes du capteur. La pression p affectant la surface active du capteur PVDF est liée à la force résultante F appliquée à la surface et la surface de zone active S. Selon les caractéristiques du PVDF, la charge et la force sont liées par :

$$Q = d_{33}F, \tag{4.4}$$

où d_{33} est le coefficient piézoélectrique mentionné dans le Tableau 4.1. En combinant les équations (4.2), (4.3) et (4.4), la relation entre la charge et la pression devient :

$$p = \frac{CU_{\text{tension}}}{d_{33}S}. \tag{4.5}$$

À partir de l'équation (4.5), le signal de tension est relié à l'intensité de la pression en utilisant les paramètres du capteur fournis par le fournisseur et présentés dans le Tableau 4.1. Seule la capacité de la chaîne d'acquisition doit être mesurée en complément, en dehors de cela, aucune calibration n'est nécessaire. Bien que le fournisseur donne une valeur de référence de capacité pour le capteur, la capacité dépend de la fréquence. La capacitance du PVDF a donc été mesurée sur une large gamme de fréquences avec un capacimètre (*Agilent* 4294A).

La capacité du capteur PVDF est scannée sous une sollicitation oscillatoire de 500 mV sur une plage de fréquence de 40 Hz à 500 MHz. Sur la Figure 4.7, on peut voir la variation de la capacité du PVDF sur un large de la mesure de fréquence. La valeur de fréquence moyenne mesurée sous impact est de 1,3 MHz. Dans ce cas, une capacitance plus précise du capteur PVDF est donc prise égale à 4,5 pF. La capacité totale de la chaîne d'acquisition est, finalement, $C = C_{\text{osci}} + C_{\text{pvdf}} = 26{,}5\,\text{pF}$, avec

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2022LYSEI068/these.pdf
© [Z. Han], [2022], INSA Lyon, tous droits réservés

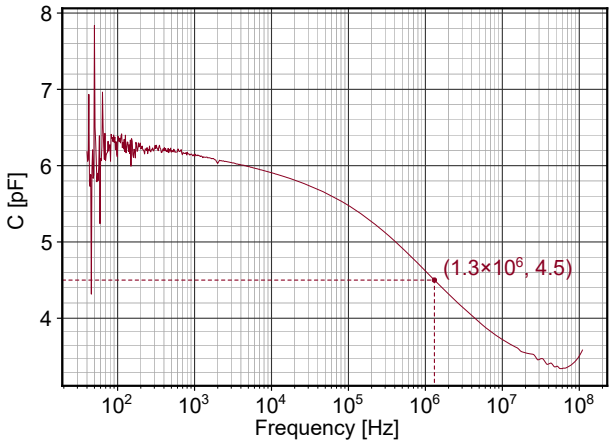


FIGURE 4.7 – Capacité d'un capteur PVDF (1 mm) avec un niveau d'oscillation de 500 mV sur une plage de 40 Hz à 500 MHz, $S = 1\,\mathrm{mm}^2$.

$C_{\mathrm{osci}} = 22\,\mathrm{pF}$.

Les capteurs PVDF sont, ici, dans une gamme de réponse linéaire pour des pressions inférieures à 100 MPa [BAU 04]. Notez que ces capteurs en PVDF ont été utilisés pour des valeurs de pression plus élevées (jusqu'à des dizaines de GPa). Au-delà du domaine linéaire, c'est-à-dire la pression supérieure à 100 MPa, la corrélation entre la tension et la pression est encore possible grâce aux données fournies par [MOS 16].

4.4.2 Identification du signal PVDF

Comme décrit dans le Chapitre 4.2, l'onde de pression générée par l'effondrement de la bulle est capturée par le capteur PVDF et le signal électrique qui en résulte est mesuré et enregistré par l'oscilloscope. La courbe bleue de la Figure 4.8 est le signal brut enregistré par l'oscilloscope. Ce signal de pression est converti à partir de la tension produite par le capteur PVDF en utilisant l'équation (4.5). Un filtre *Butterwort* est utilisé avec une fréquence de coupure de 25 MHz (courbe rouge sur la Figure 4.8) et 40 MHz (courbe verte sur la Figure 4.8). Les données ont été traitées à la fois en montage direct et inverse pour maintenir la phase à zéro. Le signal avant et après filtrage est comparé sur la Figure 4.8-(a) et un exemple de pic agrandi sur la Figure 4.8-(b), montrant l'influence négligeable du filtrage sur les résultats enregistrés. Ainsi, dans cette étude ; tous les signaux seront traités par le filtre *Butterwort* avec une fréquence de coupure de 25 MHz.

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2022LYSEI068/these.pdf
© [Z. Han], [2022], INSA Lyon, tous droits réservés

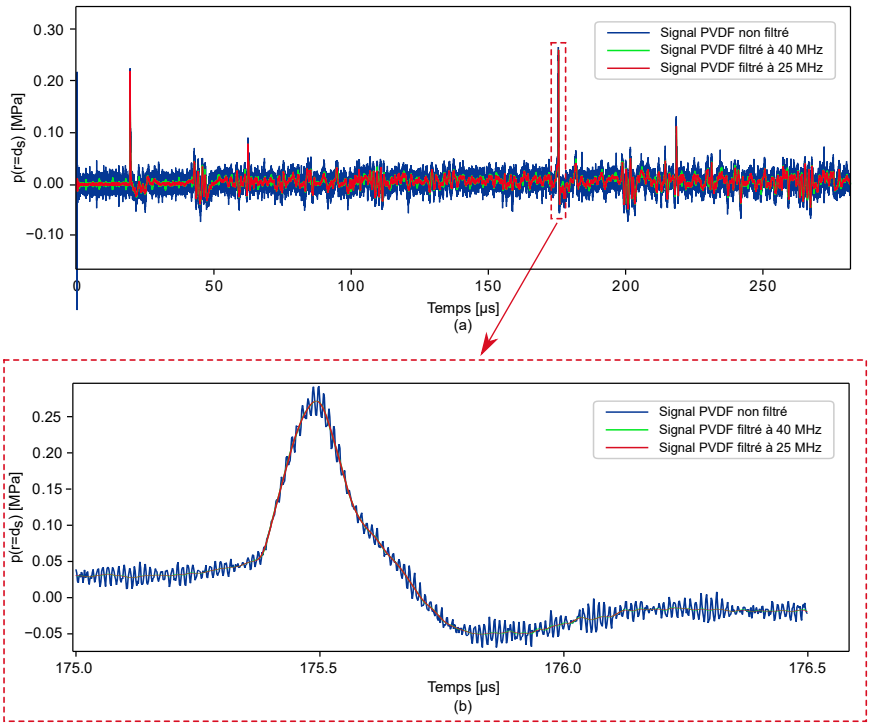


FIGURE 4.8 – (a) La comparaison de différents signaux filtrés du capteur PVDF pour $\gamma = 36,4$, la courbe du signal bleu est le signal PVDF avant filtrage, la courbe verte est le signal PVDF filtré à 40 MHz et la courbe rouge est le signal PVDF filtré à 25 MHz. (b) Zoom sur le pic généré par l'effondrement de la bulle.

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2022LYSEI068/these.pdf
© [Z. Han], [2022], INSA Lyon, tous droits réservés

La Figure 4.10 montre le signal enregistré par l'oscilloscope pour $\gamma = 36{,}4$ ($d_s = 29\,\mathrm{mm}$). Dans le cas du présent dispositif, une première onde de pression apparaît lorsque le plasma est généré. Cette onde est réfléchie sur différentes parois du réservoir avant le premier rebond de la bulle (qui produit une deuxième onde de pression). Ainsi, avant d'exploiter l'intensité de pression générée par l'effondrement de la bulle, il convient d'identifier clairement tous les pics parasites dus aux réflexions. Connaissant la position du centre de la bulle, les dimensions du réservoir, ainsi que le moment où le plasma est généré, il est possible d'identifier les pics correspondant aux différents types de réflexions des ondes en calculant les temps de vol des ondes correspondantes. Ces temps de vol sont schématiquement représentés sur la Figure 4.9. En sus des temps de vol s'ajoutent les ondes secondaires émises à chaque effondrement de bulle avec des temps caractéristiques plus long. Dans un but de simplification, seules les premières réflexions sont considérées et uniquement celles sur le fond (en vert) au temps t_{fond}, sur les parois latérales (en orange) au temps $t_{\text{laté}}$ et sur le capteur PVDF (chemin direct en rouge) au temps t_{dire}. Les différents temps de vol sont déterminés de la manière suivante :

$$\begin{cases} t_{\text{dire}} = & \dfrac{d_s}{c} \\ t_{\text{fond}} = & \dfrac{2l - d_s}{c} \\ t_{\text{laté}} = & \dfrac{2\sqrt{d_s^2 + l^2}}{c} \end{cases} , \tag{4.6}$$

où c est la célérité du son dans l'eau, égale à $1488\,\mathrm{m\,s^{-1}}$ et l est la longueur du côté du réservoir.

Ces temps sont illustrés sur la Figure 4.10. Le temps d'arrivée de l'onde de pression générée par le plasma t_{dire} peut être facilement calculé : $t_{\text{dire}} \approx 19{,}5\,\mu\mathrm{s}$. Ce temps correspond au temps de lecture entre le trigger et le premier pic. Le deuxième pic est, en fait, un groupe de pics, agrandi sur la Figure 4.10. On peut voir sur la vue agrandie que le groupe de pics est composé de quatre ondes réfléchies par les quatre parois latérales (courbe orange sur la Figure 4.9). Comme ces quatre pics arrivent sur le capteur PVDF à des moments légèrement différents, on peut en déduire que la position de la bulle n'est pas exactement au centre de réservoir, mais avec une légère déviation. Le temps d'arrivée du troisième pic est liée à l'onde de pression réfléchie sur la paroi inférieure (courbe verte sur la Figure 4.9). Cette séquence de

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2022LYSEI068/these.pdf
© [Z. Han], [2022], INSA Lyon, tous droits réservés

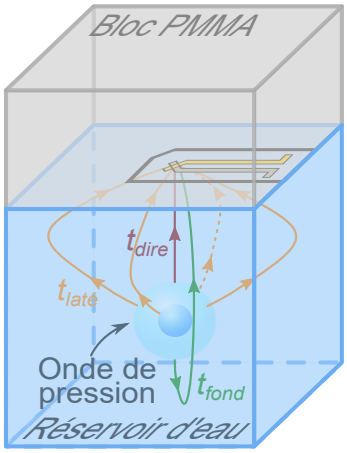


FIGURE 4.9 – Représentation des distances parcourues par l'onde de pression suite aux multiples réflexions sur les parois de la cuve.

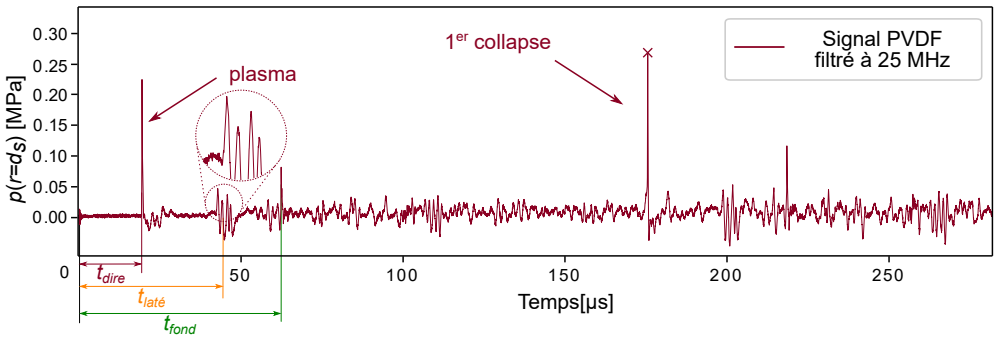


FIGURE 4.10 – Mesure quantitative par un capteur PVDF pour $\gamma = 36{,}4$. La croix rouge représente la maximale valeur d'onde de pression générée par le premier effondrement de la bulle.

pics est répétée pour chaque effondrement de bulle qui suit. Néanmoins, l'énergie d'effondrement étant de moins en moins importante après le premier effondrement, elle est à peine visible sur le signal. La croix rouge indique la valeur maximale de l'onde. C'est aussi la pression la plus intéressante pour cette étude, et celle qui est extraite dans le résultat final. La pression mesurée est ensuite comparée à un modèle analytique de propagation des ondes acoustiques basé sur la dynamique de la bulle dérivée du modèle de Gilmore.

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2022LYSEI068/these.pdf
© [Z. Han], [2022], INSA Lyon, tous droits réservés

4.5 Comparaison analytique

4.5.1 Modèle prédictif de comportement de dynamique de bulle

Il existe deux méthodes principales pour modéliser la dynamique des bulles, la méthode de simulation numérique directe (*Direct Numerical Simulation* - DNS) et les modèles analytiques. La méthode DNS peut donner des résultats plus précis, cependant, il est reconnu que l'obtention de résultats DNS est beaucoup plus complexe que l'utilisation de modèles analytiques. Rayleigh [RAY 17b] a proposé le premier modèle analytique pour l'écoulement incompressible et l'écoulement non visqueux. Plesset [PLE 49] a pris en compte l'écoulement visqueux et la tension superficielle. Gilmore [GIL 52], Keller *et al.* [KEL 80] et d'autres ont pris en compte les effets de compressibilité de différentes manières. Ces modèles analytiques ne peuvent pas décrire avec précision les différents processus de la dynamique des bulles, cependant, ils donnent une estimation quantitative acceptable ($R(t)$,$p(t)\ldots$) pour cette étude avec un temps de calcul raisonnable.

4.5.2 Modélisation analytique avec le modèle de *Gilmore*

Parmi les modèles analytiques présentés, le modèle de Gilmore [GIL 52] semble le plus approprié pour cette étude. Comparé aux modèles de Rayleigh [RAY 17b] et de Plesset [PLE 49], le modèle de Gilmore est plus précis, car il permet de prendre en compte la compressibilité et les effets non linéaires, tels que la variation de la vitesse du son et les changements d'enthalpie. Comparé au modèle Keller *et al.* [KEL 80], le modèle de Gilmore peut prédire le processus complet de la première croissance et de l'effondrement de la bulle. Le modèle de Gilmore décrit le mouvement de la bulle comme suit :

$$R\ddot{R}\left(1-\frac{\dot{R}}{c}\right)+\frac{3}{2}\dot{R}^2\left(1-\frac{\dot{R}}{3c}\right)=H\left(1+\frac{\dot{R}}{c}\right)+\frac{R\dot{H}}{c}\left(1-\frac{\dot{R}}{c}\right), \tag{4.7}$$

où R est le rayon de la bulle, et $\dot{R}$ et $\ddot{R}$ sont la première et le deuxième dérivée par rapport au temps, qui représentent respectivement la vitesse et l'accélération de la paroi de la bulle. c et H sont respectivement la vitesse locale du son à la paroi de la bulle et la différence d'enthalpie entre l'interface de la bulle et le milieu ambiant

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2022LYSEI068/these.pdf
© [Z. Han], [2022], INSA Lyon, tous droits réservés

dans l'eau. Ces deux paramètres varient avec la pression, ce qui signifie qu'ils seront tous deux liés au temps t et au rayon R.

$$c = c\left(\frac{p+B}{p_\infty+B}\right)^{\frac{n-1}{2n}} , \tag{4.8}$$

$$H = \frac{n}{n-1}\left(\frac{p_\infty+B}{\rho}\right)\left[\left(\frac{p+B}{p_\infty+B}\right)^{\frac{n-1}{n}} - 1\right] , \tag{4.9}$$

où B et n sont des constantes de l'équation d'état de Tait pour le liquide. D'après Gilmore [GIL 52], on peut prendre pour l'eau $B = 3040\,\text{bar}$ et $n \approx 7$. p_∞ est la pression ambiante dans le réservoir d'eau loin de la bulle, ρ est la masse volumique de l'eau. La pression p à la paroi interne de la bulle est définie par l'équation (4.10), et la vitesse du son dans l'eau c est exprimée par l'équation (4.11) :

$$p = p_0\left(\frac{R_0}{R}\right)^{3k} + p_v - \frac{2\sigma_s}{R} - 4\mu\frac{\dot{R}}{R} , \tag{4.10}$$

$$c = \sqrt{n\left(\frac{p_\infty+B}{\rho}\right)} , \tag{4.11}$$

Ici, k, σ_s, μ et p_v sont respectivement le coefficient polytropique, la tension superficielle, la viscosité dynamique et la pression de vapeur saturante. Tous les paramètres utilisés dans ce modèle sont indiqués dans le Tableau 4.2.

4.5.3 Conditions initiales

Afin d'obtenir l'évolution du rayon de la bulle et de la pression à la paroi interne de la bulle en utilisant le modèle de Gilmore, deux conditions initiales sont nécessaires : R_0 et p_0, c'est-à-dire le rayon initial et la pression initiale lorsque la bulle est encore à l'état de plasma. Ceux-ci sont difficiles à obtenir à partir des expériences.

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2022LYSEI068/these.pdf
© [Z. Han], [2022], INSA Lyon, tous droits réservés

Table 4.2 – Paramètres utilisés dans le modèle de Gilmore à 23 °C.

Paramètres		
Pression ambiante	p_∞	$1{,}0091 \times 10^5$ Pa
Masse volumique de l'eau	ρ	$998\,\mathrm{kg\,m^{-3}}$
Tension de surface	σ_s	$0{,}073\,\mathrm{N\,m^{-1}}$
Viscosité dynamique	μ	$1{,}002 \times 10^{-3}\,\mathrm{Pa\,s^{-1}}$
Pression de vapeur saturante	p_v	2340 Pa
Constante de l'équation de Tait	B	$3{,}040 \times 10^8$ Pa
Constante de l'équation de Tait	n	7
Coefficient polytropique	k	1.33

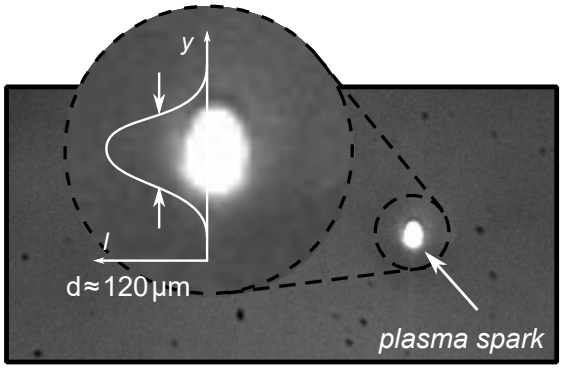


Figure 4.11 – Exemple de mesure de la taille du plasma $d \approx 120\,\mu\mathrm{m}$.

4.5.3.1 Estimation du rayon initial : méthode d'identification à partir de l'image du plasma

Pour la détermination du rayon initial R_0, le moyen le plus simple est de mesurer directement la taille de l'étincelle de plasma obtenue par caméra rapide. Cependant, par rapport à la fréquence d'acquisition de la caméra, la durée de l'étincelle de plasma est très courte ($< 10\,\mathrm{ns}$), il n'est donc pas possible d'acquérir cette image du plasma à chaque expérience. Le diamètre maximal du plasma sera donc une estimation sur quelques cas.

La Figure 4.11 est un exemple d'un instantané du plasma heureusement acquis avec un diamètre de plasma estimé à environ 120 µm. La résolution de l'image ne permet pas d'obtenir une valeur précise de la taille du plasma et cette valeur peut être surestimée à cause de la saturation locale du capteur de la caméra. Cette valeur mesurée sera considérée comme la valeur maximale de R_0 et un intervalle d'incertitude sera considéré avec la valeur théorique introduite dans la prochaine section.

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2022LYSEI068/these.pdf
© [Z. Han], [2022], INSA Lyon, tous droits réservés

4.5.3.2 Estimation du rayon initial : estimation à partir du *Beam Waist*

Une autre méthode pour estimer le rayon initial R_0 consiste à estimer la taille du spot du faisceau laser ω_0. Le faisceau laser peut être considéré comme un faisceau gaussien et le rayon minimal du faisceau peut être localisé au niveau du *Beam Waist*. La Figure 4.12 montre un schéma de la trajectoire du laser à travers le jeu de lentilles. Pour un faisceau parfaitement gaussien focalisé par une lentille de longueur focale f, la taille du faisceau focalisé après la lentille peut être estimée comme suit [DIC 70] :

$$\omega_0 = \frac{\lambda f}{\pi \omega}, \tag{4.12}$$

où ω est le rayon du *Beam Waist* du faisceau avant la lentille de focalisation, ω_0 est le rayon du *Beam Waist* du faisceau après la lentille de focalisation, λ est la longueur d'onde du laser et f est la distance focale de la lentille de focalisation (ici $f = 40\,\text{mm}$). Jusqu'à présent, il a été supposé que le faisceau laser est un faisceau gaussien idéal et qu'il est collimaté avant la lentille de focalisation. Le faisceau collimaté mesure environ $D_{\text{beam}} = 2\omega \approx 25\,\text{mm}$. Selon l'équation (4.12), ω_0 devrait être égal à 0,54 µm. En réalité, le faisceau laser utilisé n'est pas un faisceau gaussien idéal, par conséquent, une valeur sans dimension pour la qualité du faisceau laser M^2 (*m-squared value*) doit être considérée [SIE 93] :

$$M^2 = \frac{\pi \theta \omega_0}{\lambda}, \tag{4.13}$$

où $\theta = 2\,\text{mrad}$ est le demi-angle de divergence du faisceau donné par le fabricant du laser. Pour le laser utilisé, le rayon du laser en sotie de laser est 1,75 mm, donc $M^2 \approx 20{,}7\,\text{rad}$. R_0 peut-être estimé comme suit :

$$R_0 = \omega_0 = \frac{2M^2 \lambda f}{\pi D_{\text{beam}}}. \tag{4.14}$$

Ce qui donne $\omega_0 = 11\,\mu\text{m}$. C'est-à-dire que le diamètre théorique de la taille du faisceau est de 22 µm. En pratique, même si une lentille de focalisation asphérique est utilisée, les aberrations géométriques demeurent. La lentille a une distance focale $f = 40\,\text{mm}$, et le diamètre du faisceau incident est estimé à 25 mm, ce qui fait un faible nombre d'ouverture $f/D_{\text{beam}} = 1,6$. Cette estimation théorique est considérée comme la valeur minimale de R_0, tandis que le rayon du plasma obtenu par la mesure

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2022LYSEI068/these.pdf
© [Z. Han], [2022], INSA Lyon, tous droits réservés

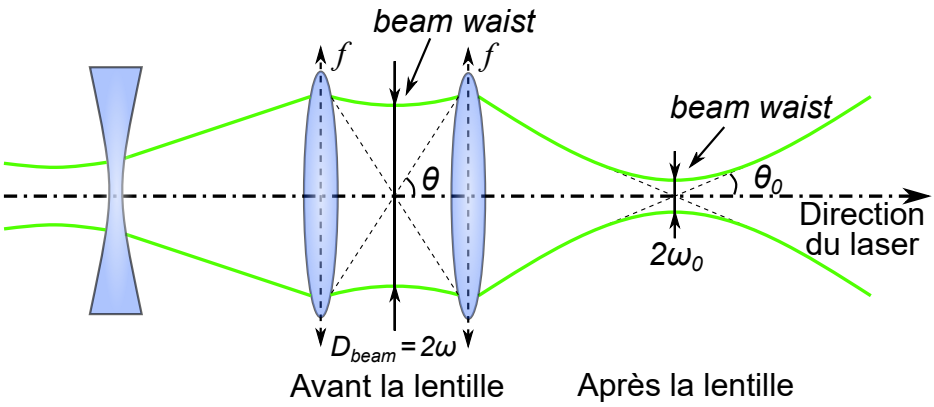


FIGURE 4.12 – Schéma de la trajectoire du laser à travers le jeu de lentilles.

de l'image est considéré comme la valeur maximale de R_0. Une gamme de rayons initiaux pour le modèle de Gilmore peut donc être établie.

4.5.3.3 Estimation de la pression initiale

Afin de prédire la pression à la paroi de la bulle, il est possible de voir dans l'équation (4.10) que les conditions initiales ne sont pas seulement le rayon initial R_0 mais aussi la pression initiale p_0, c'est-à-dire la pression interne dans la phase plasma. Cependant, comme il est difficile d'obtenir une image de la phase plasma, la pression initiale est encore plus difficile à mesurer directement. À ce stade, nous ne pouvons donc déterminer la pression initiale que par prédiction puis vérification. Nous choisissons d'abord une estimation raisonnable et l'utilisons comme base pour les calculs itératifs sur l'équation (4.7). Puis nous comparons le rayon maximal prédit atteint par la première expansion de la bulle avec le rayon maximal obtenu expérimentalement, et nous itérons sur la pression initiale jusqu'à ce que le rayon maximal prédit obtenu soit le même que le résultat expérimental. Il convient de mentionner ici que, comme les valeurs du rayon de la bulle obtenues lors des expériences l'ont été par reconnaissance d'image, les résultats expérimentaux sont discrets. Les résultats expérimentaux ont donc été traités par la méthode des moindres carrés pour trouver une approximation du rayon maximal de la bulle avant d'effectuer la comparaison. Cela permet de définir une estimation de pression initiale p_0.

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2022LYSEI068/these.pdf
© [Z. Han], [2022], INSA Lyon, tous droits réservés

4.5.4 Champs de pression dans tout le liquide : *Second-Order Approximation*

Après avoir déterminé les conditions initiales, les évolutions du rayon de la bulle R et de la pression sur la paroi interne de la bulle $p(r = R)$ peuvent être calculées. Afin de pouvoir comparer avec les données expérimentales, la propagation et l'atténuation de l'onde de pression générée par l'effondrement de la bulle dans l'eau doivent être prises en compte. Gilmore a également proposé une prédiction du champ de pression dans l'ensemble du liquide $p(r)$ par une approximation du second ordre, où r est la distance du centre de la bulle. Le champ de pression dans le liquide environnant la bulle est donné par [GIL 52] :

$$p(r) = p_\infty + \rho_\infty \left(\frac{j}{r} - \frac{\dot{R}^2}{2} \right) + \frac{\rho_\infty}{2c_\infty^2} \left(\frac{j}{r} - \frac{\dot{R}^2}{2} \right)^2 . \tag{4.15}$$

Dans l'équation précédente, j est une constante à déterminer. Pour une vitesse connue $\dot{R}$ et une pression connue p à la paroi de la bulle, j peut être déterminé en utilisant :

$$j = \frac{R\dot{R}^2}{2} + \frac{R(p - p_\infty)}{\rho_\infty} \left(1 - \frac{p - p_\infty}{2\rho_\infty c^2} \right). \tag{4.16}$$

À partir du modèle ci-dessus, nous pouvons obtenir l'évolution du rayon de la bulle prédite par le modèle de Gilmore. Le champ de pression généré dans l'eau par le processus d'effondrement et de rebond de la bulle. Ainsi, les données prédictives données par le modèle analytique de Gilmore et les données expérimentales sont comparées pour $\gamma = 10{,}1$ sur la Figure 4.13 et Figure 4.14. Il convient de noter que, dans cette comparaison, le temps est normalisé par le temps de Rayleigh t_{Rayleigh} [RAY 17b] qui est décrit par :

$$t_{\text{Rayleigh}} = 0.915 R_{\max} \sqrt{\frac{\rho_\infty}{p_\infty - p_v}}. \tag{4.17}$$

Le temps de Rayleigh est le temps nécessaire pour un effondrement complet de $R = R_{max}$ à $R = 0$. Dans l'équation (4.17), p_∞ est la pression ambiante, p_v est la

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2022LYSEI068/these.pdf
© [Z. Han], [2022], INSA Lyon, tous droits réservés

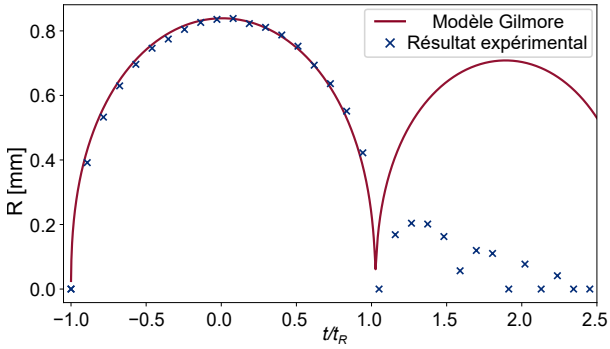


FIGURE 4.13 – Évolution du rayon de la bulle : comparaison entre les données expérimentales et le modèle de Gilmore pour $\gamma = 10{,}1$.

pression de vapeur saturante et ρ_∞ est la masse volumique de l'eau.

La Figure 4.13 montre l'évolution du rayon de la bulle pendant son expansion et son effondrement en fonction du temps. Les croix bleues sont obtenues à partir des images prises par la caméra rapide. La courbe rouge est donnée par le modèle analytique de Gilmore pour $R_0 = 25\,\mu\text{m}$. Nous pouvons voir sur la Figure 4.13 que pour le premier cycle d'expansion et d'effondrement de la bulle, le rayon prédit par le modèle de Gilmore est en bon accord avec les valeurs expérimentales. En raison de la viscosité du liquide, la tension de surface et d'autres facteurs non linéaires, l'atténuation de la pression est beaucoup plus rapide dans l'expérience que dans la prédiction du modèle de Gilmore. Il est bien connu que le premier effondrement d'une bulle sphérique produit le plus fort impact de l'onde de pression. Par conséquent, il est principalement intéressant de déterminer la pression générée par le premier effondrement d'une bulle sphérique.

La pression expérimentale directement mesurée par le capteur PVDF et la pression analytique obtenue par le modèle de propagation des ondes sont comparées sur la Figure 4.14. La courbe orange est le signal de pression détecté par le capteur PVDF, et la courbe bleu en pointillé représente la pression prédite par le modèle de Gilmore et le modèle de propagation des ondes de pression. La Figure 4.14-(b) agrandit la zone du premier pic d'effondrement de la bulle. Ici, nous sommes intéressés par la comparaison entre le pic prédit par le modèle et le pic mesuré par le capteur PVDF. Ces deux valeurs de pic de pression présentent une différence relative de 17 %. Les sources de cette différence seront examinées en détail dans la section suivante. Une phase de tension est observée après le pic, qui est probablement due à des effets mécaniques causés par le comportement viscoélastique du collage au support.

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2022LYSEI068/these.pdf
© [Z. Han], [2022], INSA Lyon, tous droits réservés

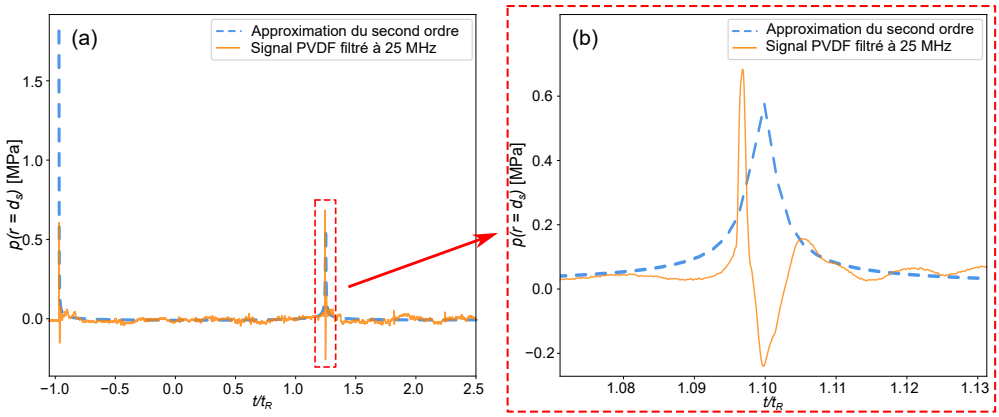


FIGURE 4.14 – (**a**) Comparaison de l'évolution de la pression pour $\gamma = 10{,}1$ du capteur PVDF et du modèle de propagation de l'onde. (**b**) Zoom sur la pression de pic causée par l'effondrement de la bulle.

Cet effet est rapporté par Graham *et al.* [GRA 93]. Dans cette étude, nous nous concentrons sur la pression maximale (pic du signal), la phase de récupération est donc supposée n'avoir aucun effet ou un effet négligeable, sur les résultats étudiés.

4.6 Correction expérimentale

Dans la section précédente, nous avons étudié la dynamique d'une bulle individuelle et l'onde de pression générée pendant le processus d'effondrement de bulle à partir du modèle analytique de Gilmore et expérimentalement. En comparant les données, il est clair qu'il existe un écart entre le pic de l'onde de pression prédit par le modèle et le pic obtenu depuis la mesure expérimentale. Dans cette section, afin de corriger les données déterminées expérimentalement, l'effet de la courbure de l'onde de pression sphérique sur les résultats d'expérimental et l'effet de la propagation de l'onde dans différents milieux sur les résultats d'expérimental seront discutés.

4.6.1 Effet de la courbure de l'onde de pression sphérique

Les ondes de pression générées par l'effondrement de la bulle commencent au centre de la bulle et se propagent uniformément en forme de sphère dans toutes les directions. En raison de la courbure de l'onde de pression sphérique, le temps nécessaire à l'onde de pression pour atteindre le plan du capteur PVDF est différent. Par conséquent, l'intensité de la pression reçue à différents endroits du capteur

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2022LYSEI068/these.pdf
© [Z. Han], [2022], INSA Lyon, tous droits réservés

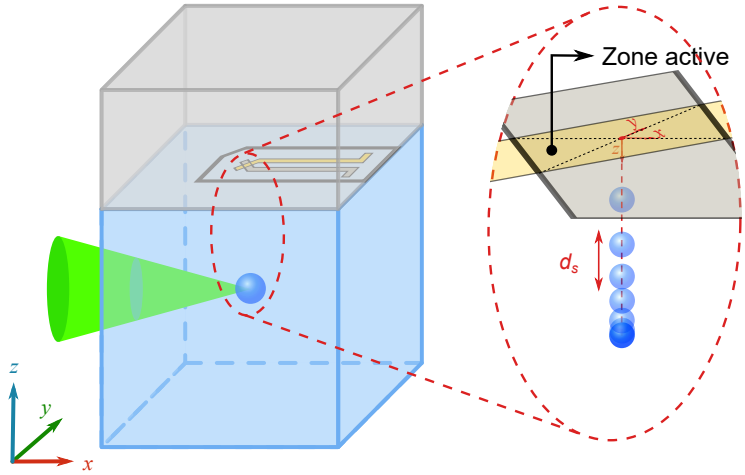


FIGURE 4.15 – Schéma de la déviation de la courbure dans la direction verticale.

varie, ce qui entraîne certaines erreurs de mesure. Pour certaines bulles près de la paroi rigide ($\gamma < 3$), selon les résultats expérimentaux rapportés par Philipp *et al.* et Yang *et al.* [PHI 98, YAN 13], la paroi rigide affecte la forme sphérique de la bulle. Cependant, pour $2 < \gamma < 3$, les bulles conservent une forme presque sphérique pendant la première oscillation. Dans le présent travail, seul le premier effondrement est observé. Le modèle de Gilmore (et donc du modèle de propagation des ondes) est supposé vérifié pour $\gamma > 2$. L'onde de pression générée par le premier effondrement de la bulle peut être traitée comme une onde sphérique.

4.6.1.1 Effet de la courbure des ondes de pression dans la direction verticale

La pression à une distance d_s du centre de la bulle peut être calculée à partir des équations (4.15) et (4.16). La zone active du capteur PVDF est un carré d'une certaine surface (1 mm^2 dans le cas présent). Dans cette partie, nous avons supposé que R_{max} est constant avec une valeur de 0,8 mm, et comme illustré à la Figure (4.15), la projection du centre de la bulle sur le plan du capteur PVDF coïncide avec le centre de la zone active, la seule variable étant que la bulle est créée à une position progressivement plus éloignée du plan du capteur PVDF.

Lorsque la bulle est proche de la paroi rigide (d_s petite), la courbure de l'onde de pression peut être plus importante. Une déviation peut apparaître puisque l'onde sphérique ne peut pas se propager uniformément à travers la zone active du capteur PVDF pendant un temps donné. Afin d'estimer cette déviation, le modèle d'onde

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2022LYSEI068/these.pdf
© [Z. Han], [2022], INSA Lyon, tous droits réservés

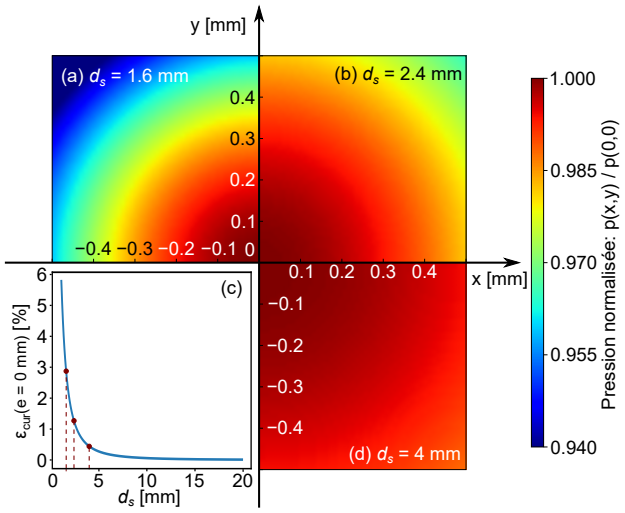


FIGURE 4.16 – Exemples de disparité théorique captée par le capteur PVDF pour différents distances d_s, avec une constante $R_{max} = 0{,}8\,\text{mm}$. Toutes les valeurs de pression ont été normalisées par la pression maximale au centre du capteur PVDF. (**a**) $d_s = 1{,}6\,\text{mm}$, (**b**) $d_s = 2{,}4\,\text{mm}$, (**d**) $d_s = 4\,\text{mm}$. (**c**) Estimation de l'erreur ε_{cur} pour différentes distances d_s.

de propagation est intégré sur la zone active du capteur PVDF. La Figure 4.16 présente des exemples de disparité de l'onde de pression théorique captée par le capteur PVDF pour différents d_s. Les informations de pression sur le PVDF ont été normalisées en utilisant la pression maximale au centre du capteur PVDF.

D'après la Figure 4.16, nous pouvons voir que lorsque d_s est petit ($d_s = 1{,}6\,\text{mm}, \gamma = 2$), c'est-à-dire que la bulle est proche de la paroi solide, la déviation de la courbure de l'onde sphérique est plus importante, ce qui entraînera une plus grande déviation de pression. Lorsque la bulle est éloignée de la paroi solide, c'est-à-dire $d_s = 4\,\text{mm}$, $\gamma = 5$, l'onde de pression est plus proche d'une onde plane. sur la Figure 4.16-(c), l'erreur de pression pour différentes distances de séparation d_s est également donnée. ε_{cur} est l'erreur sur la valeur pic. L'erreur maximale ε_{cur} due à la courbure de l'onde est inférieure à 3 % pour $d_s = 1{,}6\,\text{mm}$, $\gamma = 2$. Cette erreur est dans la limite acceptable et dans la section suivante, l'effet de la courbure des ondes de pression dans le plan horizontal seront analysés en supposent cette erreur maximale.

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2022LYSEI068/these.pdf
© [Z. Han], [2022], INSA Lyon, tous droits réservés

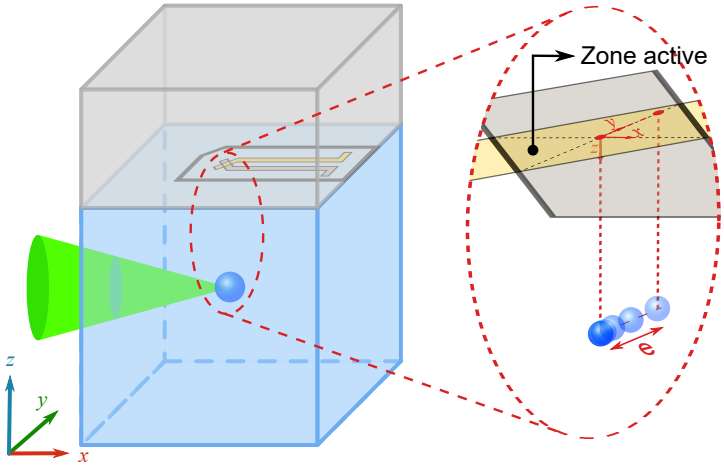


FIGURE 4.17 – Schéma de la déviation de la courbure dans le plan horizontal.

4.6.1.2 Effet de la courbure des ondes de pression dans le plan horizontal

Expérimentalement, le centre de la bulle et le centre de la zone active du capteur PVDF doivent être alignés manuellement pendant l'expérience, et la position relative de ces deux centres peut ne pas être idéale.

Une autre déviation, appelé ici déviation centrale, doit être prise en compte. La valeur moyenne de la mesure PVDF est basée sur des conditions idéales. Nommément, nous supposeront que la projection verticale du centre de la bulle sur le plan du capteur PVDF est parfaitement située au centre de la zone active sans aucune déviation ($e = 0\,\text{mm}$, $e = \sqrt{x^2 + y^2}$ représente la valeur de la déviation centrale, la distance entre le point de projection susmentionné et le centre du capteur). Par contre, expérimentalement, cette situation idéale n'existe pas, car cet alignement est difficile à obtenir. De plus, le centre de la bulle est affecté par la position du plasma, qui dépend de la puissance du laser incident. Donc, comme sur la Figure 4.17, il existe une certaine déviation centrale entre le centre de la bulle et le centre de la zone active du capteur PVDF.

La zone active est un carré de 1 mm de côté, ici seul le décalage du centre de la bulle dans la direction diagonale est considéré et la distance du centre de la bulle par rapport au plan du capteur est supposée être de 1,6 mm, soit $\gamma = 2$ et constante. La Figure 4.18-(a), (b) et (c) montrent trois exemples de déviations de 0, 0,5 et 1 mm respectivement. Et, la Figure 4.18-(d) montre la courbe d'erreur de pression ε_{dev} obtenue depuis la déviation continue du centre de la bulle par rapport au centre de

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2022LYSEI068/these.pdf
© [Z. Han], [2022], INSA Lyon, tous droits réservés

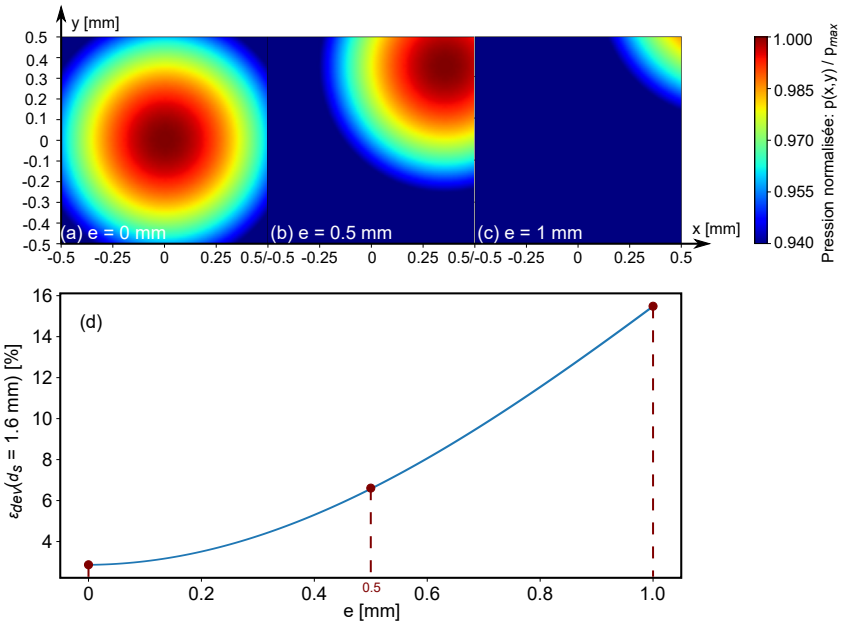


FIGURE 4.18 – Exemples de disparité théorique captée par le capteur PVDF pour différentes valeurs de la déviation centrale e, avec une constante distance $d_s = 1{,}6\,\text{mm}$ et une constante $R_{max} = 0{,}8\,\text{mm}$. Toutes les valeurs de pression ont été normalisées par la pression maximale au centre du capteur PVDF de l'exemple (**a**) avec $e = 0\,\text{mm}$. (**b**) $e = 0{,}5\,\text{mm}$, (**c**) $e = 1\,\text{mm}$, (**d**) Estimation de l'erreur ε_{dev} pour différentes valeurs de la déviation centrale e.

la zone active du capteur PVDF. Donc, une déviation centrale maximale de $e = 1\,\text{mm}$ est considérée comme raisonnable. Cela conduit à une erreur ε_{dev} d'environ 15,6 % pour $d_s = 1{,}6\,\text{mm}$. Parallèlement, il faut souligner que les erreurs ε_{cur} et ε_{dev} données pour $d_s = 1{,}6\,\text{mm}$ décrivent la situation la plus défavorable.

4.6.2 Effet de la propagation des ondes de choc dans différents milieux

Dans cette étude, l'onde de pression générée par l'implosion de la bulle peut être approximée comme une onde de choc plane à partir d'une certaine distance. Nous supposons que le choc incident est unidimensionnel avec une incidence normale au capteur PVDF. La Figure 4.19 décrit en détail la propagation d'une onde de choc entre différents milieux, l'état 1 est l'état derrière l'onde de choc primaire qui se propage dans l'eau. L'onde aborde l'interface eau/PVDF. Elle se transmet dans le PVDF et se réfléchit dans l'eau en formant l'état 2. L'onde traverse le PVDF et se

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2022LYSEI068/these.pdf
© [Z. Han], [2022], INSA Lyon, tous droits réservés

transmet dans le PMMA et se réfléchit dans le PVDF pour former l'état 3 commun au PVDF et au PMMA. Chaque onde continue sa propagation pour se transmettre et se réfléchir à chaque interface. À la jonction de la surface de l'eau et du capteur PVDF, aucune surface libre n'existe. La relaxation de l'onde incidente est également négligée (déchargement) ; par conséquent, pour le temps d'aller-retour de l'onde de choc propagée dans le capteur PVDF, elle a un temps d'impact suffisamment long sur la surface du PVDF. Suivant Meyers *et al.* [MEY 94], la conservation de la quantité de mouvement appliquée au milieu traversé par l'onde peut s'écrire comme suit :

$$p_i - p_{i-1} = \rho_0 c(u_i - u_{i-1}), \tag{4.18}$$

où p est la pression hydrodynamique, u est la vitesse matérielle, i renvoi à l'état du milieu amont et $i-1$ représente l'état du milieu aval. ρ_0 et c sont la masse volumique et la vitesse du son du milieu de propagation, respectivement. Pour chaque milieu, leurs valeurs sont données dans le Tableau 4.3. L'impédance acoustique Z d'un milieu est définie par la relation (4.19) :

$$Z = \rho_0 c. \tag{4.19}$$

Table 4.3 – La masse volumique et la vitesse de propagation d'onde de différents milieux (23 °C).

Milieu	ρ_0 [kg m^{-3}]	c [m s^{-1}]
Eau	998	1488
PVDF	1767	2579
PMMA	1186	2600

À ce stade, un diagramme des polaires de choc dans le plan pression – vitesse matérielle pour un milieu de propagation composé d'eau, PVDF et PMMA peut être construit (Figure 4.20). Dans le plan pression – vitesse matérielle, chaque matériau est une ligne droite avec une pente Z dans l'état de repos. Pour l'onde de choc unidimensionnelle, l'état dans le plan pression – vitesse matérielle est commun aux deux milieux (transmis et réfléchi), c'est-à-dire l'onde de choc unidimensionnelle conserve l'égalité des pressions et vitesses matérielles. Sur cette base, nous pouvons

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2022LYSEI068/these.pdf
© [Z. Han], [2022], INSA Lyon, tous droits réservés

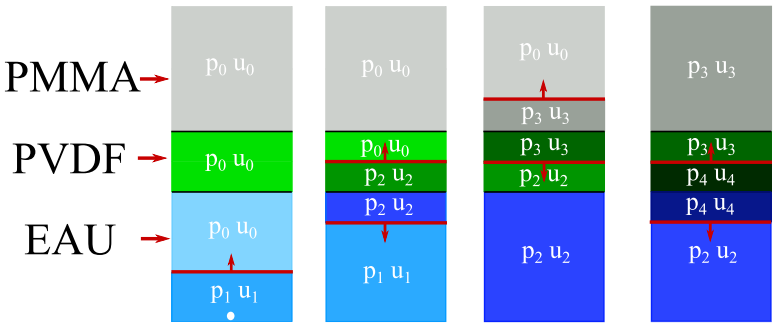


FIGURE 4.19 – Schéma de la propagation d'une onde de choc entre différents milieux.

facilement déterminer l'état 1, l'onde se transmet en sens avant (avec une pente Z) dans l'eau se trouvant au repos (l'état 0) abordé par une onde d'intensité 1 MPa. Ensuite, pour déterminer l'état 2, l'onde se transmet en sens avant dans le PVDF se trouvant au repos (l'état 0) et se réfléchit dans l'eau à l'état 1 en sens arrière (avec une pente $-Z$). Et, de même pour l'état 3, l'onde se transmet en sens avant dans le PMMA se trouvant au repos (l'état 0) et se réfléchit dans le PVDF à l'état 2 en sens arrière (avec une pente $-Z$).

La construction de la figure 4.20 montre que l'état du PVDF sous choc converge rapidement vers l'état 6. L'état 6 peut être déterminé également par le calcul en considérant l'intersection des deux polaires (eau et PMMA).

Finalement, l'équation (4.20) et l'équation (4.21) peuvent être utilisées pour estimer la pression obtenue par le capteur PVDF.

$$u = \frac{p_1 + Z_{\text{eau}} u_1}{Z_{\text{eau}} + Z_{\text{pmma}}}, \tag{4.20}$$

$$p = \frac{Z_{\text{pmma}}(p_1 + Z_{\text{eau}} u_1)}{Z_{\text{eau}} + Z_{\text{pmma}}}. \tag{4.21}$$

Dans ces équations, p_1 et u_1 sont la pression et la vitesse de propagation de l'onde incidente (l'état 1), et la pression ressentie par le PVDF devrait rapidement converger vers p. Par conséquent, on peut calculer que $p_{pvdf} \approx 130\,\% p_1$.

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2022LYSEI068/these.pdf
© [Z. Han], [2022], INSA Lyon, tous droits réservés

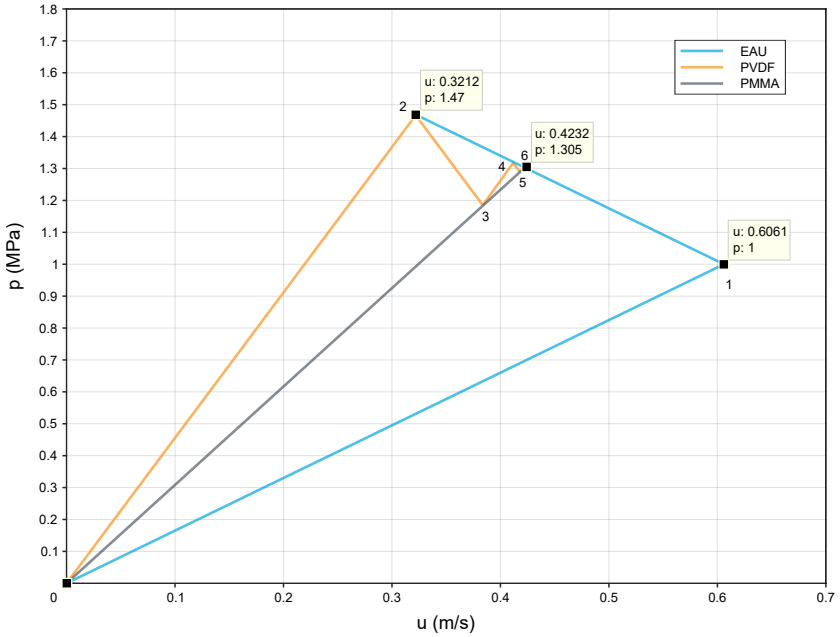


FIGURE 4.20 – Diagramme des polaires de choc dans le plan pression – vitesse matérielle pour un milieu de propagation composé d'eau, PVDF et PMMA, abordé par une onde d'intensité 1 MPa.

4.7 Résultats et conclusion

Les valeurs maximales de l'onde de pression générée par le premier effondrement de la bulle mesurée par le capteur PVDF sont comparées à celles prédites par le modèle analytique de Gilmore sur la Figure 4.21. L'incertitude est représentée par des barres d'erreur sur la Figure 4.21 avec un niveau de confiance de 95 %. L'effet de la courbure de l'onde de pression sphérique ε_{cur}, ε_{dev} et l'effet de la propagation de l'onde de choc dans différents milieux ont été superposées au résultat théorique donné par le modèle analytique de Gilmore et l'approximation des champs de pression du second ordre.

La zone grise de la Figure 4.21 représente la plage de pression donnée par le modèle analytique de Gilmore sous différents rayons initiaux R_0 (la plage de rayons présentée dans la section 4.5.3.1 et 4.5.3.2. La ligne pointillée bleue correspond à un rayon initial $R_0 = 50\,\mu\text{m}$, qui diminue progressivement vers le haut. La ligne pointillée orange correspond à un rayon initial de $R_0 = 10\,\mu\text{m}$. Dans cette zone, la courbe noir est la plus compatible avec les données expérimentales, c'est-à-dire $R_0 = 30\,\mu\text{m}$. D'après cette figure, nous pouvons clairement voir que, lorsque la distance normalisée

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2022LYSEI068/these.pdf
© [Z. Han], [2022], INSA Lyon, tous droits réservés

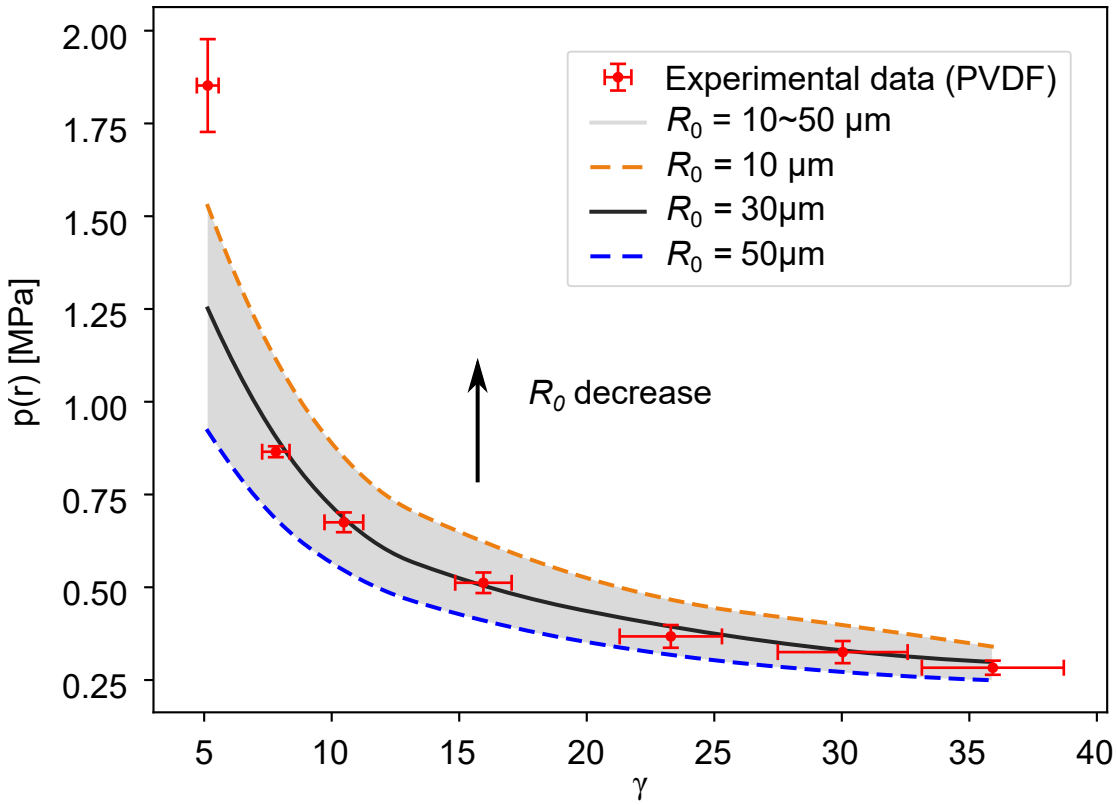


FIGURE 4.21 – Comparaison des valeurs maximales de l'onde de pression du premier effondrement et celles prédites par le modèle analytique Gilmore pour différentes distances γ avec différents rayons initial R_0. Toutes les valeurs mesurées contiennent une estimation de l'incertitude avec un niveau de confiance de 95 %.

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2022LYSEI068/these.pdf
© [Z. Han], [2022], INSA Lyon, tous droits réservés

est relativement grande ($\gamma > 5$), les valeurs de pression maximale prédites par le modèle sont très proches de celles mesurées par le capteur PVDF. Il convient de noter que, lorsque la distance est plus petite, soit avec un petit γ, le processus d'effondrement de la bulle passe d'un effondrement sphérique à un effondrement asphérique. Par contre, les données prédites par le modèle considèrent toujours un effondrement sphérique. Ainsi, les résultats obtenus par le modèle commencent à différer des données mesurées. Dans ce chapitre, les valeurs théoriques et mesurées sont en bon accord, et ces résultats prouvent que le capteur PVDF est une bonne option pour quantifier une onde de pression sous-marine. En même temps, nous pouvons aussi déduire que, pour de petites valeurs de γ, le capteur PVDF peut encore bien quantifier l'onde de pression bien que les conditions de mesure deviennent préjudiciables (effet de micro-jet, moindre homogénéité de l'onde de pression sur la zone active et présence de bulles restantes près de la paroi solide après effondrement).

En somme, des expériences d'effondrement de bulle à différentes distances d'une paroi solide ont été réalisées avec une bulle générée par la focalisation laser. La dynamique de la croissance et de l'effondrement des bulles est observée par imagerie rapide et corrélée avec le modèle analytique de Gilmore. L'onde de pression générée par l'effondrement de la bulle est enregistrée à la paroi solide à l'aide de capteurs à film PVDF et corrélée avec un modèle analytique de la propagation de l'onde.

L'évolution de la pression de pointe au capteur PVDF due à la première bulle effondrement est analysée expérimentalement et analytiquement. Une très bonne corrélation, à la fois qualitative et quantitative, est obtenue, particulièrement pour une distance normalisée γ supérieure à 5. Ces résultats montrent la capacité des capteurs PVDF à mesurer quantitativement l'onde de pression sous l'eau sans calibration préalable, grâce à une bonne connaissance des propriétés du capteur PVDF.

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2022LYSEI068/these.pdf
© [Z. Han], [2022], INSA Lyon, tous droits réservés

Conclusion générale et perspectives

Conclusion

Les procédés de traitement de surface par mise en compression sont déjà utilisés dans un large éventail d'applications industrielles. Comme les contraintes de traction qui subsistent dans le matériau au cours des processus de fabrication classiques peuvent accélérer la propagation des microfissures, il est intéressant d'atténuer ces effets en introduisant une compression à la surface de la pièce. Ainsi, la mise en compression de surface est un bon moyen d'améliorer les propriétés mécaniques des pièces fabriquées. Plusieurs méthodes et applications pour mettre en œuvre ce type de processus existent déjà dans l'industrie, par exemple, le grenaillage de précontrainte (*shot peening*), par choc laser (*laser shock peening*). Mais, chacune de ces méthodes a ses propres inconvénients, par exemple, la contamination de la surface de la pièce par les billes de métal, la difficulté à traiter des pièces à géométrie complexe, des procédures opérationnelles complexes, etc. Le procédé de mise en compression par jet d'eau cavitant (*water cavitation peening*) semble donc être une option intéressante.

Dans cette thèse, l'accent a été mis sur l'étude du procédé de mise en compression par jet d'eau cavitant submergé. Le processus du jet d'eau cavitant et son application pratique ont été largement étudiés d'un point de vue expérimental. Cependant, la simulation numérique du jet d'eau cavitant submergé fait encore défaut. Le premier objectif de cette thèse a donc été de réaliser des simulations numériques du jet d'eau cavitant submergé afin de mieux comprendre ce qui se passe dans un jet submergé. Une modélisation d'un jet d'eau cavitant a donc été établi en détail dans cette thèse. Le modèle de turbulence URANS RNG k-ε a été employé pour simuler

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2022LYSEI068/these.pdf
© [Z. Han], [2022], INSA Lyon, tous droits réservés

l'écoulement turbulent, le modèle *Mixture* a été utilisé pour simuler l'écoulement diphasique composé d'une phase liquide et d'une phase vapeur et le modèle cavitation *Zwart-Gerber-Belamri* pour simuler le transfert de masse entre la phase liquide et la phase vapeur au cours du phénomène de cavitation. Avec ces modèles classiques, les résultats de simulation numérique ne sont pas suffisamment bien représentés pour décrire le comportement d'un jet d'eau cavitant. Quelques modifications sur la géométrie de la buse et sur les modèles ont été considérées. Le modèle de turbulence a été ajusté par la méthode *Filter Based Density Correct Model* (FBDCM) afin d'améliorer la diminution trop rapide de la quantité de mouvement du jet. En considérant l'effet de la contrainte locale de cisaillement, la pression seuil, c'est-à-dire le critère d'apparition de cavitation, ont été ajustée dans le modèle de cavitation ZGB afin d'offrir des conditions favorables à la cavitation. Les résultats de simulation avec les modèles modifiés sont encourageants. Ces modèles peuvent simuler non seulement la forme du jet d'eau cavitant, mais aussi capturer les caractéristiques dynamiques du jet d'eau cavitant.

Pour valider le modèle, un banc expérimental a été mis en place au sein des laboratoires LaMCoS et LMFA. Ce banc expérimental fournit un environnement permettant de créer un jet d'eau cavitant submergé. Les paramètres procédé, tels que la pression d'injection, la pression ambiante, la distance buse-échantillon sont modifiables sur ce dispositif. Ce banc est aussi équipé d'un système d'acquisition vidéo avec une caméra haute cadence et un éclairage LED pour capturer et visualiser le comportement du jet d'eau cavitant. Des essais avec différentes conditions limites ont été réalisés. Les post-traitements permettant d'obtenir les longueurs du jet d'eau cavitant et fréquence de pulsation du jet d'eau cavitant ont aussi été présentées en détail. Afin de faciliter la comparaison entre les résultats de la simulation numérique et les résultats expérimentaux, tous les paramètres des conditions limites ont été mis à l'échelle par le nombre de cavitation σ. La longueur du jet d'eau cavitant est normalisée par le diamètre de la buse comme $L_{\text{jet}}/d_{\text{buse}}$. La pulsation du jet, c'est-à-dire le phénomène de détachement de nuage de cavitation, est adimensionnée par le nombre de Strouhal St. Les comparaisons montrent que les résultats de la simulation numérique sont cohérents avec les lois physiques et le modèle constitue une bonne simulation des caractéristiques dynamiques du jet d'eau cavitant submergé.

En plus de l'étude des jets de cavitation à l'échelle macroscopique, un autre banc expérimental utilisant une focalisation laser pour générer des bulles individuelles a

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2022LYSEI068/these.pdf
© [Z. Han], [2022], INSA Lyon, tous droits réservés

été utilisé dans cette thèse. Ce banc permet d'observer la dynamique de bulle individuelle à différentes distances d'une paroi, correspondant soit à un effondrement sphérique (loin de la paroi) ou asphérique (proche de la paroi). La dynamique de la croissance et de l'effondrement des bulles sphériques a été corrélée avec le modèle analytique de Gilmore. L'onde de pression générée par l'effondrement de la bulle a été enregistrée à la paroi à l'aide de capteurs PVDF et corrélée avec un modèle analytique de la propagation de l'onde. Une analyse détaillée des biais expérimentaux a démontré que la source d'erreur la plus importante était due au centrage. L'évolution de la pression à la limite de la surface due à l'effondrement de la première bulle a été analysée expérimentalement et analytiquement. Une très bonne corrélation a été obtenue, en particulier pour une distance normalisée supérieure à 5. Ces résultats montrent la capacité des capteurs PVDF à mesurer quantitativement les ondes de pression sous l'eau uniquement avec les paramètres fondamentaux fournis par le fabricant.

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2022LYSEI068/these.pdf
© [Z. Han], [2022], INSA Lyon, tous droits réservés

Perspectives

Ce travail de thèse se concentre sur le développement d'un modèle macroscopique d'un jet d'eau cavitant et sa comparaison morphologique avec les résultats expérimentaux. Par ailleurs, non seulement la dynamique du jet libre nous intéresse, mais également le jet est également intéressant pour l'impact sur la paroi rigide à différents distance. Un porte-échantillon (hexapode) permet de régler la distance entre la sortie de la buse et la paroi est réalisée (figure 4.22). Avec le capteur PVDF, il est possible de mesurer quantitativement la pression d'impact du jet d'eau cavitant à différentes distances. La simulation numérique de l'impact du jet sur une paroi rigide est également intéressante. La pression du jet peut être prédite à l'aide de la fraction volumique de vapeur. Ces résultats numériques peuvent confronter avec expérimentaux afin de valider afin de permettre l'ajustement et l'optimisation du modèle numérique.

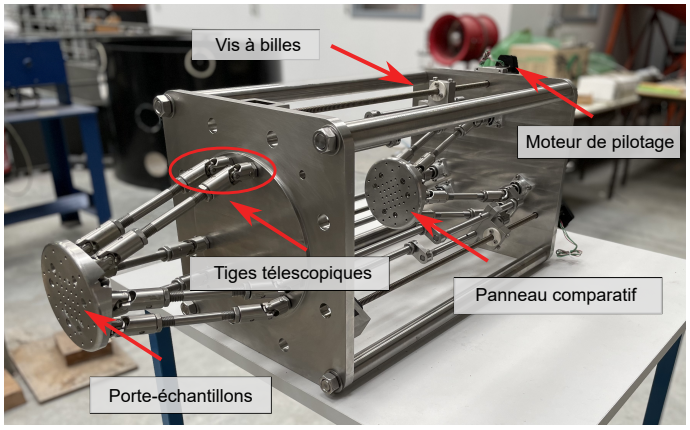


FIGURE 4.22 – Schéma du dispositif expérimental du porte-échantillon - hexapode.

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2022LYSEI068/these.pdf
© [Z. Han], [2022], INSA Lyon, tous droits réservés

Bibliographie

[AKH 01] Akhatov I., Lindau O., Topolnikov A., Mettin R., Vakhitova N., Lauterborn W.
Collapse and rebound of a laser-induced cavitation bubble. *Physics of Fluids*, vol. 13, n° 10, 2001, p. 2805–2819, American Institute of Physics.

[ALE 04] Alexandrov A. V., Molina C. A., Grotta J. C., Garami Z., Ford S. R., Alvarez-Sabin J., Montaner J., Saqqur M., Demchuk A. M., Moyé L. A. et al.
Ultrasound-enhanced systemic thrombolysis for acute ischemic stroke. *New England Journal of Medicine*, vol. 351, n° 21, 2004, p. 2170–2178, Mass Medical Soc.

[ANS 13] ANSYS C.
Theory Guide. Release 15.0, ANSYS. *Inc., November*, , 2013.

[ARE 04] Areva
Les réacteurs nucléaires. *Brochure*, , Mars 2004.

[ARR 16] Arrigoni M., Bauer F.
Experimental techniques in shock physics. *Greener and Safer Energetic and Ballistic Systems, Military Technical Academy Publishing House, Bucharest*, 2016.

[AZH 13] Azhari A., Schindler C., Li B.
Effect of waterjet peening on aluminum alloy 5005. *The International Journal of Advanced Manufacturing Technology*, vol. 67, n° 1, 2013, p. 785–795, Springer.

[AZH 14] Azhari M., Azmir M.
Effects of waterjet treatment on surface integrity of metals and its optimization. , 2014.

[AZH 16a] Azhari A., Sulaiman S., Rao A. P.
A review on the application of peening processes for surface treatment. *IOP*

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2022LYSEI068/these.pdf
© [Z. Han], [2022], INSA Lyon, tous droits réservés

Conference Series : Materials Science and Engineering, vol. 114 IOP Publishing, 2016, page 012002.

[AZH 16b] Azhari A., Schindler C., Godard C., Gibmeier J., Kerscher E.
Effect of multiple passes treatment in waterjet peening on fatigue performance. *Applied Surface Science*, vol. 388, 2016, p. 468–474, Elsevier.

[BAD 14] Badreddine J., Rouhaud E., Micoulaut M., Remy S.
Simulation of shot dynamics for ultrasonic shot peening : Effects of process parameters. *International Journal of Mechanical Sciences*, vol. 82, 2014, p. 179–190, Elsevier.

[BAG 09] Bagheri S., Guagliano M.
Review of shot peening processes to obtain nanocrystalline surfaces in metal alloys. *Surface Engineering*, vol. 25, n° 1, 2009, p. 3–14, Taylor & Francis.

[BAI 15] Bailly C., Comte-Bellot G.
Statistical Description of Turbulent Flows. *Turbulence*, p. 33–50 Springer, 2015.

[BAR 99] BARRALIS J., CASTEX L., MAEDER G.
Précontraintes et traitements superficiels. *Techniques de l'ingénieur. Matériaux métalliques*, , n° M1180, 1999, p. M1180–1, Techniques de l'ingénieur.

[BAS 05] Basu D., Hamed A., Das K.
DES, hybrid RANS/LES and PANS models for unsteady separated turbulent flow simulations. *Fluids Engineering Division Summer Meeting*, vol. 41995, 2005, p. 683–688.

[BAT 02] Batten P., Goldberg U., Chakravarthy S.
LNS-An approach towards embedded LES. *40th AIAA Aerospace Sciences Meeting & Exhibit*, 2002, page 427.

[BAT 04] Batten P., Goldberg U., Chakravarthy S.
Interfacing statistical turbulence closures with large-eddy simulation. *AIAA journal*, vol. 42, n° 3, 2004, p. 485–492.

[BAU 88] Bauer F., Lichterberg A.
Use of PVDF Gauges for Stress Measurements in Hopkinson Bar. *Proceedings of the Conference on Shock Waves in Condensed Matter, Herausgeber SC Schmidt und NC Holmes, North Holland Phys. Publ., Amsterdam*, 1988, p. 631–634.

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2022LYSEI068/these.pdf
© [Z. Han], [2022], INSA Lyon, tous droits réservés

[BAU 04] Bauer F.
PVDF shock compression sensors in shock wave physics. *AIP Conference Proceedings*, vol. 706 AIP, 2004, p. 1121–1124.

[BEN 90] Benjamin T. B., Ellis A. T.
Self-propulsion of asymmetrically vibrating bubbles. *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 212, 1990, p. 65–80, Cambridge University Press.

[BER 59] Bergwerk W.
Flow pattern in diesel nozzle spray holes. *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers*, vol. 173, n° 1, 1959, p. 655–660, SAGE Publications Sage UK : London, England.

[BER 97] Berthe L., Fabbro R., Peyre P., Tollier L., Bartnicki E.
Shock waves from a water-confined laser-generated plasma. *Journal of Applied Physics*, vol. 82, n° 6, 1997, p. 2826–2832, American Institute of Physics.

[BER 99] Berthe L., Fabbro R., Peyre P., Bartnicki E.
Wavelength dependent of laser shock-wave generation in the water-confinement regime. *Journal of applied physics*, vol. 85, n° 11, 1999, p. 7552–7555, AIP.

[BHU 10] Bhuvaraghan B., Srinivasan S. M., Maffeo B.
Optimization of the fatigue strength of materials due to shot peening : A Survey. *The International Journal of Structural Changes in Solids*, vol. 2, n° 2, 2010, p. 33–63.

[BIE 98] Bierbaum S. J., Greenhalgh S. A.
A high-frequency downhole sparker sound source for crosswell seismic surveying. *Exploration Geophysics*, vol. 29, n° 4, 1998, p. 280–283, CSIRO.

[BLO 69] Blowers R.
On the response of an elastic solid to droplet impact. *IMA Journal of Applied Mathematics*, vol. 5, n° 2, 1969, p. 167–193, Oxford University Press.

[BRE 14] Brennen C. E.
Cavitation and bubble dynamics. Cambridge university press, 2014.

[BRU 88] Bruemmer S., Charlot L., Henager Jr C.
Microstructure and microdeformation effects on IGSCC of Alloy 600 steam generator tubing. *Corrosion*, vol. 44, n° 11, 1988, p. 782–788.

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2022LYSEI068/these.pdf
© [Z. Han], [2022], INSA Lyon, tous droits réservés

[CAD 04] Cadavid-Giraldo R.
Cutting with fluidjets of small diameter. Fachbereich Maschinenbau und Verfahrenstechnik, Lehrstuhl für Konstruktion ..., 2004.

[CAO 17] Cao Y., Idlahcen S., Blaisot J.-B., Rozé C., Méès L., Maligne D.
Effect of geometry of real-size transparent nozzles on cavitation and on the atomizing jet in the near field. *28th Conference on Liquid Atomization and Spray Systems*, 2017.

[CHA 01] Champaigne J.
Shot peening overview. *Metal Improvement Company*, , 2001.

[CHA 02] Champaigne J. M.
Almen gage calibration. *Proceedings of the 8th International Conference on Shot Peening ICSP*, vol. 8, 2002, p. 108–113.

[CHA 04] Chaieb I.
Analyse et simulation des contraintes résiduelles induites par des traitements mécaniques de précontrainte en grenaillage et choc laser. Thèse de doctorat, Reims, 2004.

[CHA 16] Chahine G. L., Kapahi A., Choi J.-K., Hsiao C.-T.
Modeling of surface cleaning by cavitation bubble dynamics and collapse. *Ultrasonics sonochemistry*, vol. 29, 2016, p. 528–549, Elsevier.

[CHI 07] Chillman A., Ramulu M., Hashish M.
Waterjet peening and surface preparation at 600 MPa : A preliminary experimental study. , 2007.

[CHI 09] Chillman A., Ramulu M., Hashish M.
A general overview of waterjet surface treatment modeling. *American WJTA conference and expo* Citeseer, 2009.

[CHO 81] Chollet J.-P., Lesieur M.
Parameterization of small scales of three-dimensional isotropic turbulence utilizing spectral closures. *Journal of Atmospheric Sciences*, vol. 38, n° 12, 1981, p. 2747–2757.

[COL 48] Cole R. H., Weller R.
Underwater explosions. *Physics Today*, vol. 1, 1948, page 35.

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2022LYSEI068/these.pdf
© [Z. Han], [2022], INSA Lyon, tous droits réservés

[COL 87] Coleman A., Saunders J.
Comparison of extracorporeal shockwave lithotripters. *Lithotripsy II*, vol. 121, 1987, page 121, BDI Publishing London.

[COL 00] Colosimo B. M., Monno M., Semeraro Q.
Process parameters control in water jet peening. *International Journal of Materials and Product Technology*, vol. 15, n° 1-2, 2000, p. 10–19, Inderscience Publishers.

[COU 03] Coutier-Delgosha O., Fortes-Patella R., Reboud J.-L.
Evaluation of the turbulence model influence on the numerical simulations of unsteady cavitation. *J. Fluids Eng.*, vol. 125, n° 1, 2003, p. 38–45.

[DAV 98] Davis J. R.
Metales Handbook (Desk Edition) Chapter 32 (Failure Analysis). ASM International, 1998.

[DIC 70] Dickson L. D.
Characteristics of a propagating Gaussian beam. *Applied Optics*, vol. 9, n° 8, 1970, p. 1854–1861, Optical Society of America.

[DIJ 08] Dijkink R., Ohl C.-D.
Measurement of cavitation induced wall shear stress. *Applied physics letters*, vol. 93, n° 25, 2008, page 254107, American Institute of Physics.

[DON 13] Donggang C., Guoqiang H., Hongliang P., Fei Q.
Comparative Investigation among Three Cavitation Models for Simulating Cavitating Venturi. *Journal of Northwestern Polytechnical University*, , 2013.

[DOR 12] Dorman M., Toparli M., Smyth N., Cini A., Fitzpatrick M., Irving P.
Effect of laser shock peening on residual stress and fatigue life of clad 2024 aluminium sheet containing scribe defects. *Materials Science and Engineering : A*, vol. 548, 2012, p. 142–151, Elsevier.

[DUB 93] Dubouchet C.
Traitements thermomecaniques de surfaces metalliques a l'aide de lasers co# 2 continus et de laser impulsionnel. Thèse de doctorat, Paris 11, 1993.

[DUM 19] Dumouchel C., Blaisot J.-B., Abuzahra F., Sou A., Godard G., Idlahcen S.

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2022LYSEI068/these.pdf
© [Z. Han], [2022], INSA Lyon, tous droits réservés

Analysis of a textural atomization process. *Experiments in Fluids*, vol. 60, n° 8, 2019, page 133, Springer.

[ECH 11] Echouchene F., Belmabrouk H., Le Penven L., Buffat M.
Numerical simulation of wall roughness effects in cavitating flow. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, vol. 32, n° 5, 2011, p. 1068–1075, Elsevier.

[FAB 90] Fabbro R., Fournier J., Ballard P., Devaux D., Virmont J.
Physical study of laser-produced plasma in confined geometry. *Journal of applied physics*, vol. 68, n° 2, 1990, p. 775–784, American Institute of Physics.

[FAB 98] Fabbro R., Peyre P., Berthe L., Scherpereel X.
Physics and applications of laser-shock processing. *Journal of laser applications*, vol. 10, n° 6, 1998, p. 265–279, Laser Institute of America.

[FAR 94] Farhat M.
Contribution à l'étude de l'érosion de cavitation : mécanismes hydrodynamiques et prediction. *Diss. EPF Lausanne*, , 1994.

[FER 02] Ferziger J. H., Perić M., Street R. L.
Computational methods for fluid dynamics, vol. 3. Springer, 2002.

[FER 20] Ferziger J. H., Perić M., Street R. L.
Solution of the Navier–Stokes Equations : Part 1. *Computational Methods for Fluid Dynamics*, p. 183–226 Springer, 2020.

[FOU 16] Fourest T., Arrigoni M., Deletombe E., Dupas J., Laurens J.-M.
Prediction of Thermal Effects of Magniture for Hream Event in Fuel-Filled Tank Using the Rayleigh-Plesset Equation. *International Journal of Computational Methods and Experimental Measurements*, vol. 4, n° 3, 2016, p. 301–310, WIT Press.

[FRÖ 08] Fröhlich J., Von Terzi D.
Hybrid LES/RANS methods for the simulation of turbulent flows. *Progress in Aerospace Sciences*, vol. 44, n° 5, 2008, p. 349–377, Elsevier.

[FUJ 78] Fujikawa S., Akamatsu T.
Experimental investigations of cavitation bubble collapse by a water shock tube. *Bulletin of JSME*, vol. 21, n° 152, 1978, p. 223–230, The Japan Society of Mechanical Engineers.

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2022LYSEI068/these.pdf
© [Z. Han], [2022], INSA Lyon, tous droits réservés

[FUK 08] Fukuda S., Matsui K., Ishigami H., Ando K.
Cavitation peening to improve the fatigue strength of nitrocarburized steel. *Fatigue & Fracture of Engineering Materials & Structures*, vol. 31, n° 10, 2008, p. 857–862, Wiley Online Library.

[GAN 12] Ganesh P., Sundar R., Kumar H., Kaul R., Ranganathan K., Hedaoo P., Tiwari P., Kukreja L., Oak S., Dasari S. et al.
Studies on laser peening of spring steel for automotive applications. *Optics and Lasers in Engineering*, vol. 50, n° 5, 2012, p. 678–686, Elsevier.

[GAR 06] Garion C., Skoczeń B., Sgobba S.
Constitutive modelling and identification of parameters of the plastic strain-induced martensitic transformation in 316L stainless steel at cryogenic temperatures. *International Journal of Plasticity*, vol. 22, n° 7, 2006, p. 1234–1264, Elsevier.

[GIL 52] Gilmore F. R.
The growth or collapse of a spherical bubble in a viscous compressible liquid. , 1952, California Institute of Technology.

[GIR 03] Girimaji S. S., Srinivasan R., Jeong E.
PANS turbulence model for seamless transition between RANS and LES : fixed-point analysis and preliminary results. *Fluids Engineering Division Summer Meeting*, vol. 36975, 2003, p. 1901–1909.

[GIR 05] Girimaji S., Abdol-Hamid K.
Partially-averaged Navier Stokes model for turbulence : Implementation and validation. *43rd AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*, 2005, page 502.

[GIR 06] Girimaji S. S.
Partially-averaged Navier-Stokes model for turbulence : A Reynolds-averaged Navier-Stokes to direct numerical simulation bridging method. , 2006.

[GRA 93] Graham R. A.
Solids under high-pressure shock compression. Springer-Verlag New York, 1993.

[HAM 15] Hamaguchi F., Ando K.
Linear oscillation of gas bubbles in a viscoelastic material under ultrasound irradiation. *Physics of Fluids*, vol. 27, n° 11, 2015, page 113103, AIP Publishing LLC.

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2022LYSEI068/these.pdf
© [Z. Han], [2022], INSA Lyon, tous droits réservés

[HAN 07] Han B., Ju D., Jia W.
Influence of water cavitation peening with aeration on fatigue behaviour of SAE1045 steel. *Applied Surface Science*, vol. 253, n° 24, 2007, p. 9342–9346, Elsevier.

[HAS 11] Hasmatuchi V., Farhat M., Roth S., Botero F., Avellan F.
Experimental evidence of rotating stall in a pump-turbine at off-design conditions in generating mode. *Journal of Fluids Engineering*, vol. 133, n° 5, 2011, American Society of Mechanical Engineers Digital Collection.

[HED 02] Hedges L., Travin A., Spalart P.
Detached-eddy simulations over a simplified landing gear. *J. Fluids Eng.*, vol. 124, n° 2, 2002, p. 413–423.

[HIE 10] Hiermaier S., Meenken T.
Characterization of low-impedance materials at elevated strain rates. *The Journal of Strain Analysis for Engineering Design*, vol. 45, n° 6, 2010, p. 401–409, SAGE Publications Sage UK : London, England.

[HIN 75] Hinze J.
Turbulence 2'nd edition. *MacGraw Hill, New-York*, , 1975.

[HUA 14] Huang B., Wang G.-y., Zhao Y.
Numerical simulation unsteady cloud cavitating flow with a filter-based density correction model. *Journal of Hydrodynamics*, vol. 26, n° 1, 2014, p. 26–36, Springer.

[HUT 13] Hutli E., Abouali S., Hucine B. M., Mansour M., Nedeljković M. S., Ilić V.
Influences of hydrodynamic conditions, nozzle geometry on appearance of high submerged cavitating jets. *Thermal science*, vol. 17, n° 4, 2013, p. 1139–1149.

[HUT 18] Hutli E., Nedeljkovic M., Bonyár A.
Cavitating flow characteristics, cavity potential and kinetic energy, void fraction and geometrical parameters–Analytical and theoretical study validated by experimental investigations. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 117, 2018, p. 873–886, Elsevier.

[HYN 01] Hynynen K., McDannold N., Vykhodtseva N., Jolesz F. A.
Noninvasive MR imaging–guided focal opening of the blood-brain barrier in rab-

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2022LYSEI068/these.pdf
© [Z. Han], [2022], INSA Lyon, tous droits réservés

bits. *Radiology*, vol. 220, n° 3, 2001, p. 640–646, Radiological Society of North America.

[ISH 05] Ishiyama N., Mayuzumi M., Mizutani Y., Tani J.
Stress corrosion cracking of Type 316 and 316L stainless steel in high temperature water. *Proceedings of the 12th International Conference on Environmental Degradation of Materials in Nuclear Power System–Water Reactors*, 2005.

[JAM 85] James M.
Residual stress and stress relaxation. *E. Kula and V. Weiss, ed*, , 1985, p. 349–65.

[JI 11] Ji B., Luo X., Wang X., Peng X., Wu Y., Xu H.
Unsteady numerical simulation of cavitating turbulent flow around a highly skewed model marine propeller. *Journal of Fluids Engineering*, vol. 133, n° 1, 2011, American Society of Mechanical Engineers Digital Collection.

[JOH 04] Johansen S. T., Wu J., Shyy W.
Filter-based unsteady RANS computations. *International Journal of Heat and fluid flow*, vol. 25, n° 1, 2004, p. 10–21, Elsevier.

[JON 60] Jones I., Edwards D.
An experimental study of the forces generated by the collapse of transient cavities in water. *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 7, n° 4, 1960, p. 596–609, Cambridge University Press.

[JUL 14] Julan E.
Simulation numérique du choc laser pour la mise en compression en présence de l'état initial dû au soudage. Thèse de doctorat, Palaiseau, Ecole polytechnique, 2014.

[KAM 21] Kamisaka H., Soyama H.
Enhancing the aggressive intensity of a cavitating jet by introducing water flow holes and a long guide pipe. *Journal of Fluids Engineering*, vol. 143, n° 3, 2021, American Society of Mechanical Engineers Digital Collection.

[KAR 03] Karuppanan S., Romero J. S., de los Rios E. R., Rodopoulos C., Levers A.
A theoretical and experimental investigation into the development of coverage in shot peening. *Shot Peening*, , 2003, p. 101–107, Wiley Online Library.

[KAU 21] Kaufman J., Špirit Z., Vasudevan V. K., Steiner M. A., Mannava S. R., Brajer J., Pína L., Mocek T.

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2022LYSEI068/these.pdf
© [Z. Han], [2022], INSA Lyon, tous droits réservés

Effect of Laser Shock Peening Parameters on Residual Stresses and Corrosion Fatigue of AA5083. *Metals*, vol. 11, n° 10, 2021, page 1635, Multidisciplinary Digital Publishing Institute.

[KEL 80] Keller J. B., Miksis M.
Bubble oscillations of large amplitude. *The Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 68, n° 2, 1980, p. 628–633, ASA.

[KHO 15] Khokhlova V. A., Fowlkes J. B., Roberts W. W., Schade G. R., Xu Z., Khokhlova T. D., Hall T. L., Maxwell A. D., Wang Y.-N., Cain C. A.
Histotripsy methods in mechanical disintegration of tissue : Towards clinical applications. *International journal of hyperthermia*, vol. 31, n° 2, 2015, p. 145–162, Taylor & Francis.

[KIR 42] Kirkwood J., Bethe H.
. « Report No 558 », 1942.

[KIR 95] Kirk D., Abyaneh M.
Theoretical basis of shot peening coverage control. *Shot Peener(USA)*, vol. 9, n° 2, 1995, p. 28–30.

[KNA 70] Knapp R., Daily J., Hammit F.
Cavitation McGraw-Hill. *New York*, vol. 2, 1970.

[KUM 12] Kumar S. A., Sundar R., Raman S. G. S., Kumar H., Gnanamoorthy R., Kaul R., Ranganathan K., Oak S., Kukreja L.
Fretting wear behavior of laser peened Ti-6Al-4V. *Tribology Transactions*, vol. 55, n° 5, 2012, p. 615–623, Taylor & Francis.

[KUN 88] Kuniya J., Masaoka I., Sasaki R.
Effect of cold work on the stress corrosion cracking of nonsensitized AISI 304 stainless steel in high-temperature oxygenated water. *Corrosion*, vol. 44, n° 1, 1988, p. 21–28.

[KUN 00] Kunz R. F., Boger D. A., Stinebring D. R., Chyczewski T. S., Lindau J. W., Gibeling H. J., Venkateswaran S., Govindan T.
A preconditioned Navier–Stokes method for two-phase flows with application to cavitation prediction. *Computers & Fluids*, vol. 29, n° 8, 2000, p. 849–875, Elsevier.

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2022LYSEI068/these.pdf
© [Z. Han], [2022], INSA Lyon, tous droits réservés

[LAU 74] Lauterborn W.
Kavitation durch laserlicht. *Acustica.*, vol. 31, 1974, p. 51–78.

[LAU 75] Lauterborn W., Bolle H.
Experimental investigations of cavitation-bubble collapse in the neighbourhood of a solid boundary. *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 72, n° 2, 1975, p. 391–399, Cambridge University Press.

[LAU 80] Lauterborn W.
Cavitation and coherent optics. *Cavitation and inhomogeneities in underwater acoustics*, p. 3–12 Springer, 1980.

[LAU 83] Launder B. E., Spalding D. B.
The numerical computation of turbulent flows. *Numerical prediction of flow, heat transfer, turbulence and combustion*, p. 96–116 Elsevier, 1983.

[LAU 97] Lauterborn W., Ohl C.-D.
Cavitation bubble dynamics. *Ultrasonics sonochemistry*, vol. 4, n° 2, 1997, p. 65–75, Elsevier.

[LAU 13] Lauterborn W., Vogel A.
Shock wave emission by laser generated bubbles. *Bubble dynamics and shock waves*, p. 67–103 Springer, 2013.

[LEN 14] Lentacker I., De Cock I., Deckers R., De Smedt S., Moonen C.
Understanding ultrasound induced sonoporation : definitions and underlying mechanisms. *Advanced drug delivery reviews*, vol. 72, 2014, p. 49–64, Elsevier.

[LI 97] Li Z., Zhu W., Zhou G.
Experimental study of the effects of PMMA confinement on laser-induced shock waves. *Chinese Journal of Lasers*, vol. 24, 1997, p. 118–122, SCIENCE PRESS.

[LI 11] Li J.
Simulation de réparation par soudage et billage ultrasonore d'un alliage à base Nickel. Thèse de doctorat, Lyon, INSA, 2011.

[LI 21] Li Y., Ren Z., Jia X., Yang W., Nassreddin N., Dong Y., Ye C., Fortunato A., Zhao X.
The effects of the confining medium and protective layer during femtosecond laser shock peening. *Manufacturing Letters*, vol. 27, 2021, p. 26–30, Elsevier.

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2022LYSEI068/these.pdf
© [Z. Han], [2022], INSA Lyon, tous droits réservés

[LIA 16] Liao Y., Ye C., Cheng G. J.
A review : Warm laser shock peening and related laser processing technique. *Optics & laser technology*, vol. 78, 2016, p. 15–24, Elsevier.

[LON 17] Long X., Cheng H., Ji B., Arndt R. E.
Numerical investigation of attached cavitation shedding dynamics around the Clark-Y hydrofoil with the FBDCM and an integral method. *Ocean Engineering*, vol. 137, 2017, p. 247–261, Elsevier.

[LU 10] Lu J., Luo K., Zhang Y., Cui C., Sun G., Zhou J., Zhang L., You J., Chen K., Zhong J.
Grain refinement of LY2 aluminum alloy induced by ultra-high plastic strain during multiple laser shock processing impacts. *Acta Materialia*, vol. 58, n° 11, 2010, p. 3984–3994, Elsevier.

[LU 12] Lu J., Luo K., Yang D., Cheng X., Hu J., Dai F., Qi H., Zhang L., Zhong J., Wang Q. et al.
Effects of laser peening on stress corrosion cracking (SCC) of ANSI 304 austenitic stainless steel. *Corrosion Science*, vol. 60, 2012, p. 145–152, Elsevier.

[MA 19] Ma C., Suslov S., Ye C., Dong Y.
Improving plasticity of metallic glass by electropulsing-assisted surface severe plastic deformation. *Materials & Design*, vol. 165, 2019, page 107581, Elsevier.

[MAA 12] Maawad E., Sano Y., Wagner L., Brokmeier H.-G., Genzel C.
Investigation of laser shock peening effects on residual stress state and fatigue performance of titanium alloys. *Materials Science and Engineering : A*, vol. 536, 2012, p. 82–91, Elsevier.

[MAR 06] Marmottant P., Raven J., Gardeniers H., Bomer J., Hilgenfeldt S.
Microfluidics with ultrasound-driven bubbles. *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 568, 2006, p. 109–118, Cambridge University Press.

[MAR 15] Marteau J., Bigerelle M., Mazeran P.-E., Bouvier S.
Relation between roughness and processing conditions of AISI 316L stainless steel treated by ultrasonic shot peening. *Tribology International*, vol. 82, 2015, p. 319–329, Elsevier.

[MEY 94] Meyers M. A.
Dynamic behavior of materials. John wiley & sons, 1994.

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2022LYSEI068/these.pdf
© [Z. Han], [2022], INSA Lyon, tous droits réservés

[MIL 98] Milam D. L. et al.
Heat Treating : Including the 1997 International Induction Heat Treating Symposium : Proceedings of the 17th Heat Treating Society Conference and Exposition and the 1st International Induction Heat Treating Symposium, 15-18 September 1997, Indianapolis, Indiana. ASM International, Heat Treating Society, 1998.

[MOL 06] Molina C. A., Ribo M., Rubiera M., Montaner J., Santamarina E., Delgado-Mederos R., Arenillas J. F., Huertas R., Purroy F., Delgado P. et al.
Microbubble administration accelerates clot lysis during continuous 2-MHz ultrasound monitoring in stroke patients treated with intravenous tissue plasminogen activator. *Stroke*, vol. 37, n° 2, 2006, p. 425–429, Am Heart Assoc.

[MOS 16] Mostovykh P., Arrigoni M.
Handmade 25 μm thin PVDF based hydrophone and its calibration. *15èmes Journées de l'htdrodynamique*, , 2016.

[MUR 18] Muruganandhan R., Mugilvalavan M., Thirumavalavan K., Yuvaraj N.
Investigation of water jet peening process parameters on AL6061-T6. *Surface Engineering*, vol. 34, n° 4, 2018, p. 330–340, Taylor & Francis.

[MYC 00] Mychaskiw G., Badr A. E., Tibbs R., Clower B. R., Zhang J. H.
Optison (FS069) disrupts the blood-brain barrier in rats. *Anesthesia & Analgesia*, vol. 91, n° 4, 2000, p. 798–803, LWW.

[NAK 03] Nakashima M., Tachibana K., Iohara K., Ito M., Ishikawa M., Akamine A.
Induction of reparative dentin formation by ultrasound-mediated gene delivery of growth/differentiation factor 11. *Human gene therapy*, vol. 14, n° 6, 2003, p. 591–597, Mary Ann Liebert, Inc.

[NAK 09] Nakano H., Miyauti S., Butani N., Shibayanagi T., Tsukamoto M., Abe N.
Femtosecond laser peening of stainless steel. *J. Laser Micro/Nanoeng.*, vol. 4, n° 1, 2009, p. 35–38.

[NAK 10] Nakano H., Tsuyama M., Miyauti S., Shibayanagi T., Tsukamoto M., Abe N.

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2022LYSEI068/these.pdf
© [Z. Han], [2022], INSA Lyon, tous droits réservés

Femtosecond and nanosecond laser peening of stainless steel. *Journal of Laser Micro/Nanoengineering*, vol. 5, n° 2, 2010, p. 175–178.

[NEP 80] Neppiras E. A.
Acoustic cavitation. *Physics reports*, vol. 61, n° 3, 1980, p. 159–251, Elsevier.

[NEU 94] Neusen K.
Axial variation of particle and drop velocities downstream from an abrasive water jet mixing tube. *Jet Cutting Technology-Proceedings of the 12th International Conference*, 1994, p. 93–103.

[NIS 12] Nishimura S., Takakuwa O., Soyama H.
Similarity law on shedding frequency of cavitation cloud induced by a cavitating jet. *Journal of Fluid Science and Technology*, vol. 7, n° 3, 2012, p. 405–420, The Japan Society of Mechanical Engineers.

[NUR 76] Nurick W. H.
Orifice Cavitation and Its Effect on Spray Mixing. *Journal of Fluids Engineering*, vol. 98, n° 4, 1976, p. 681-687.

[OBR 13] Obreschkow D., Tinguely M., Dorsaz N., Kobel P., De Bosset A., Farhat M.
The quest for the most spherical bubble : experimental setup and data overview. *Experiments in Fluids*, vol. 54, n° 4, 2013, page 1503, Springer.

[ODH 03] Odhiambo D., Soyama H.
Cavitation shotless peening for improvement of fatigue strength of carbonized steel. *International Journal of Fatigue*, vol. 25, n° 9-11, 2003, p. 1217–1222, Elsevier.

[OGU 18] Oguri R., Ando K.
Cavitation bubble nucleation induced by shock-bubble interaction in a gelatin gel. *Physics of Fluids*, vol. 30, n° 5, 2018, page 051904, AIP Publishing LLC.

[OHL 99] Ohl C.-D., Kurz T., Geisler R., Lindau O., Lauterborn W.
Bubble dynamics, shock waves and sonoluminescence. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London. Series A : Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, vol. 357, n° 1751, 1999, p. 269–294, The Royal Society.

[OHL 06a] Ohl C.-D., Arora M., Dijkink R., Janve V., Lohse D.
Surface cleaning from laser-induced cavitation bubbles. *Applied physics letters*, vol. 89, n° 7, 2006, page 074102, American Institute of Physics.

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2022LYSEI068/these.pdf
© [Z. Han], [2022], INSA Lyon, tous droits réservés

[OHL 06b] Ohl C.-D., Arora M., Ikink R., De Jong N., Versluis M., Delius M., Lohse D.
Sonoporation from jetting cavitation bubbles. *Biophysical journal*, vol. 91, n° 11, 2006, p. 4285–4295, Elsevier.

[PAY 05] Payri R., García J., Salvador F., Gimeno J.
Using spray momentum flux measurements to understand the influence of diesel nozzle geometry on spray characteristics. *Fuel*, vol. 84, n° 5, 2005, p. 551–561, Elsevier.

[PEN 11] Peng G., Shimizu S., Fujikawa S.
Numerical simulation of cavitating water jet by a compressible mixture flow method. *Journal of Fluid Science and Technology*, vol. 6, n° 4, 2011, p. 499–509, The Japan Society of Mechanical Engineers.

[PEN 13] Peng G., Shimizu S.
Progress in numerical simulation of cavitating water jets. *Journal of Hydrodynamics, Ser. B*, vol. 25, n° 4, 2013, p. 502–509, Elsevier.

[PEN 16] Peng G., Yang C., Oguma Y., Shimizu S.
Numerical analysis of cavitation cloud shedding in a submerged water jet. *Journal of hydrodynamics*, vol. 28, n° 6, 2016, p. 986–993, Springer.

[PEN 18a] Peng C., Tian S., Li G.
Joint experiments of cavitation jet : High-speed visualization and erosion test. *Ocean Engineering*, vol. 149, 2018, p. 1–13, Elsevier.

[PEN 18b] Peng G., Oguma Y., Shimizu S.
Numerical simulation of unsteady cavitating jet by a compressible bubbly mixture flow method. *IOP Conference Series : Earth and Environmental Science*, vol. 163 IOP Publishing, 2018, page 012037.

[PEY 98] Peyre P., Berthe L., Scherpereel X., Fabbro R., Bartnicki E.
Experimental study of laser-driven shock waves in stainless steels. *Journal of applied physics*, vol. 84, n° 11, 1998, p. 5985–5992, American Institute of Physics.

[PHI 98] Philipp A., Lauterborn W.
Cavitation erosion by single laser-produced bubbles. *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 361, 1998, p. 75–116, Cambridge University Press.

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2022LYSEI068/these.pdf
© [Z. Han], [2022], INSA Lyon, tous droits réservés

[PIL 05] Pilé C.
Le grenaillage par ultrasons : caractérisation du procédé et influence sur la fatigue d'alliages TiAI. Thèse de doctorat, Troyes, 2005.

[PIS 03] Pishchalnikov Y. A., Sapozhnikov O. A., Bailey M. R., Williams Jr J. C., Cleveland R. O., Colonius T., Crum L. A., Evan A. P., McAteer J. A.
Cavitation bubble cluster activity in the breakage of kidney stones by lithotripter shockwaves. *Journal of endourology*, vol. 17, n° 7, 2003, p. 435–446, Mary Ann Liebert, Inc.

[PLE 49] Plesset M. S.
The dynamics of cavitation bubbles. *Journal of applied mechanics*, vol. 16, 1949, p. 277–282, American Society of Mechanical Engineers.

[PLE 71] Plesset M. S., Chapman R. B.
Collapse of an initially spherical vapour cavity in the neighbourhood of a solid boundary. *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 47, n° 2, 1971, p. 283–290, Cambridge University Press.

[PRA 28] Prandtl L.
Motion of fluids with very little viscosity. rapport, 1928.

[PRE 05] Prentice P., McLean D., Cuschieri A., Dholakia K., Campbell P.
Spatially controlled sonoporation of prostate cancer cells via ultrasound activated microbubble cavitation. *2005 3rd IEEE/EMBS Special Topic Conference on Microtechnology in Medicine and Biology* IEEE, 2005, p. 158–159.

[RAY 17a] Rayleigh L.
VIII. 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*, vol. 34, n° 200, 1917, p. 94–98, Taylor & Francis.

[RAY 17b] Rayleigh L.
VIII. On the pressure developed in a liquid during the collapse of a spherical cavity. *The London, Edinookurgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science*, vol. 34, n° 200, 1917, p. 94–98, Taylor & Francis.

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2022LYSEI068/these.pdf
© [Z. Han], [2022], INSA Lyon, tous droits réservés

[REU 16] Reuter F., Mettin R.
Mechanisms of single bubble cleaning. *Ultrasonics sonochemistry*, vol. 29, 2016, p. 550–562, Elsevier.

[SAC 88] Sackmann M., Delius M., Sauerbruch T., Holl J., Weber W., Ippisch E., Hagelauer U., Wess O., Hepp W., Brendel W. et al.
Shock-wave lithotripsy of gallbladder stones. *New England journal of medicine*, vol. 318, n° 7, 1988, p. 393–397, Mass Medical Soc.

[SAN 97] Sano Y., Mukai N., Okazaki K., Obata M.
Residual stress improvement in metal surface by underwater laser irradiation. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B : Beam Interactions with Materials and Atoms*, vol. 121, n° 1-4, 1997, p. 432–436, Elsevier.

[SAT 13] Sato T., Tinguely M., Oizumi M., Farhat M.
Evidence for hydrogen generation in laser-or spark-induced cavitation bubbles. *Applied Physics Letters*, vol. 102, n° 7, 2013, page 074105, AIP.

[SAT 15] Sato K., Takahashi N., Sugimoto Y.
Effects of Diffuser Length on Cloud Cavitation in an Axisymmetrical Convergent-Divergent Nozzle. *Fluids Engineering Division Summer Meeting*, vol. 57230 American Society of Mechanical Engineers, 2015, page V02AT05A007.

[SCH 79] Schmitt Jr G. F.
Liquid and solid particle impact erosion. rapport, 1979, Air Force Materials Lab Wright-Patterson AFB OH.

[SCH 01] Schnerr G. H., Sauer J.
Physical and numerical modeling of unsteady cavitation dynamics. *Fourth international conference on multiphase flow*, vol. 1 ICMF New Orleans, 2001.

[SCH 06] Schulze V.
Modern mechanical surface treatment : states, stability, effects. John Wiley & Sons, 2006.

[SHI 81] Shima A., Takayama K., Tomita Y., Miura N.
An experimental study on effects of a solid wall on the motion of bubbles and shock waves in bubble collapse. *Acta Acustica united with Acustica*, vol. 48, n° 5, 1981, p. 293–301, S. Hirzel Verlag.

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2022LYSEI068/these.pdf
© [Z. Han], [2022], INSA Lyon, tous droits réservés

[SHI 95] Shih T.-H., Liou W. W., Shabbir A., Yang Z., Zhu J.
A new k- eddy viscosity model for high reynolds number turbulent flows. *Computers & fluids*, vol. 24, n° 3, 1995, p. 227–238, Elsevier.

[SIE 93] Siegman A. E.
Defining, measuring, and optimizing laser beam quality. *Laser Resonators and Coherent Optics : Modeling, Technology, and Applications*, vol. 1868 International Society for Optics and Photonics, 1993, p. 2–12.

[SIN 02] Singhal A. K., Athavale M. M., Li H., Jiang Y.
Mathematical basis and validation of the full cavitation model. *J. Fluids Eng.*, vol. 124, n° 3, 2002, p. 617–624.

[SIN 19] Sinibaldi G., Occhicone A., Alves Pereira F., Caprini D., Marino L., Michelotti F., Casciola C.
Laser induced cavitation : Plasma generation and breakdown shockwave. *Physics of Fluids*, vol. 31, n° 10, 2019, page 103302, AIP Publishing LLC.

[SON 18a] Sonde A. E.
Etude et modélisation de procédés innovants de mise en compression de surfaces : Traitements de surface par cavitation et par impulsions électromagnétiques. Thèse de doctorat, Université de Lyon, 2018.

[SON 18b] Sonde E., Chaise T., Boisson N., Nelias D.
Modeling of cavitation peening : Jet, bubble growth and collapse, micro-jet and residual stresses. *Journal of Materials Processing Technology*, vol. 262, 2018, p. 479–491, Elsevier.

[SOY 00a] Soyama H., Park J., Saka M.
Use of cavitating jet for introducing compressive residual stress. *J. Manuf. Sci. Eng.*, vol. 122, n° 1, 2000, p. 83–89.

[SOY 00b] Soyama H.
Improvement in fatigue strength of silicon manganese steel SUP7 by using a cavitating jet. *JSME International Journal Series A Solid Mechanics and Material Engineering*, vol. 43, n° 2, 2000, p. 173–178, The Japan Society of Mechanical Engineers.

[SOY 02] Soyama H., Saito K., Saka M.
Improvement of Fatigue Strength of Aluminum Alloy by Cavitation Shotless Pee-

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2022LYSEI068/these.pdf
© [Z. Han], [2022], INSA Lyon, tous droits réservés

ning . *Journal of Engineering Materials and Technology*, vol. 124, n° 2, 2002, p. 135-139.

[SOY 04] Soyama H.
Introduction of compressive residual stress using a cavitating jet in air. *J. Eng. Mater. Technol.*, vol. 126, n° 1, 2004, p. 123–128.

[SOY 07] Soyama H.
Improvement of fatigue strength by using cavitating jets in air and water. *Journal of Materials Science*, vol. 42, n° 16, 2007, p. 6638–6641, Springer.

[SOY 08] Soyama H., Sekine Y., Oyama Y.
Improvement of the fatigue strength of stainless steel SUS316L by a cavitating jet with an associated water jet in water. *ISIJ international*, vol. 48, n° 11, 2008, p. 1577–1581, The Iron and Steel Institute of Japan.

[SOY 13] Soyama H.
Effect of nozzle geometry on a standard cavitation erosion test using a cavitating jet. *Wear*, vol. 297, n° 1-2, 2013, p. 895–902, Elsevier.

[SOY 16] Soyama H., Takeo F.
Comparison between cavitation peening and shot peening for extending the fatigue life of a duralumin plate with a hole. *Journal of Materials Processing Technology*, vol. 227, 2016, p. 80–87, Elsevier.

[SOY 17] Soyama H.
Key factors and applications of cavitation peening. *International Journal of Peening Science and Technology*, vol. 1, n° 1, 2017, p. 3–60.

[SOY 20] Soyama H.
Cavitation peening : A review. *Metals*, vol. 10, n° 2, 2020, page 270, Multidisciplinary Digital Publishing Institute.

[SPA 92] Spalart P., Allmaras S.
A one-equation turbulence model for aerodynamic flows. *30th aerospace sciences meeting and exhibit*, 1992, page 439.

[SPE 98] Speziale C. G.
Turbulence modeling for time-dependent RANS and VLES : a review. *AIAA journal*, vol. 36, n° 2, 1998, p. 173–184.

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2022LYSEI068/these.pdf
© [Z. Han], [2022], INSA Lyon, tous droits réservés

[STR 01] Strelets M.
Detached eddy simulation of massively separated flows. *39th Aerospace sciences meeting and exhibit*, 2001, page 879.

[SUN 16] Sundar R., Ganesh P., Kumar B. S., Gupta R., Nagpure D., Kaul R., Ranganathan K., Bindra K., Kain V., Oak S. et al.
Mitigation of stress corrosion cracking susceptibility of machined 304L stainless steel through laser peening. *Journal of Materials Engineering and Performance*, vol. 25, n° 9, 2016, p. 3710–3724, Springer.

[SUP 15] Supponen O., Kobel P., Obreschkow D., Farhat M.
The inner world of a collapsing bubble. *Physics of Fluids*, vol. 27, n° 9, 2015, page 091113, AIP Publishing LLC.

[TAK 16a] Takakuwa O., Takeo F., Sato M., Soyama H.
Using cavitation peening to enhance the fatigue strength of duralumin plate containing a hole with rounded edges. *Surface and Coatings Technology*, vol. 307, 2016, p. 200–205, Elsevier.

[TAK 16b] Takata T., Enoki M., Chivavibul P., Matsui A., Kobayashi Y.
Effect of confinement layer on laser ablation and cavitation bubble during laser shock peening. *Materials Transactions*, vol. 57, n° 10, 2016, p. 1776–1783, The Japan Institute of Metals and Materials.

[TOD 06] Toda M., Thompson M. L.
Contact-type vibration sensors using curved clamped PVDF film. *IEEE Sensors Journal*, vol. 6, n° 5, 2006, p. 1170–1177, IEEE.

[TOH 73] Tohnson W., Vickers G.
Transient stress distribution caused by water-jet impact. *Journal of Mechanical Engineering Science*, vol. 15, n° 4, 1973, p. 302–310, SAGE Publications Sage UK : London, England.

[TOM 90] Tomita Y., Shima A.
High-speed photographic observations of laser-induced cavitation bubbles in water. *Acta Acustica united with Acustica*, vol. 71, n° 3, 1990, p. 161–171, S. Hirzel Verlag.

[TÖN 97] Tönshoff H., Kroos F., Marzenell C.
High-pressure water peening-a new mechanical surface-strengthening process. *Cirp Annals*, vol. 46, n° 1, 1997, p. 113–116, Elsevier.

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2022LYSEI068/these.pdf
© [Z. Han], [2022], INSA Lyon, tous droits réservés

[TRŠ 18] Trško L., Fintová S., Nový F., Bokvka O., Jambor M., Pastorek F., Florková Z., Oravcová M.
Study of relation between shot peening parameters and fatigue fracture surface character of an AW 7075 aluminium alloy. *Metals*, vol. 8, n° 2, 2018, page 111, Multidisciplinary Digital Publishing Institute.

[VII 17] Viitanen V. M., Siikonen T.
Numerical simulation of cavitating marine propeller flows. *Proceedings of the 9th National Conference on Computational Mechanics (MekIT'17), Trondheim, Norway*, 2017, p. 11–12.

[VIN 14] Vincent O., Marmottant P., Gonzalez-Avila S. R., Ando K., Ohl C.-D.
The fast dynamics of cavitation bubbles within water confined in elastic solids. *Soft Matter*, vol. 10, n° 10, 2014, p. 1455–1461, Royal Society of Chemistry.

[VOG 11] Vogel A., Venugopalan V.
Pulsed Laser Ablation of Soft Biological Tissues, p. 551–615. Springer Netherlands, Dordrecht, 2011.

[VON 30] Von Kármán T.
Mechanische ahnlichkeit und turbulenz. *Math.-Phys. Klasse*, , 1930.

[WAN 99] Wang Z., Pecha R., Gompf B., Eisenmenger W.
Single bubble sonoluminescence : Investigations of the emitted pressure wave with a fiber optic probe hydrophone. *Physical Review E*, vol. 59, n° 2, 1999, page 1777, APS.

[WAN 07] Wang Y. C., Chen Y. W.
Application of piezoelectric PVDF film to the measurement of impulsive forces generated by cavitation bubble collapse near a solid boundary. *Experimental thermal and Fluid science*, vol. 32, n° 2, 2007, p. 403–414, Elsevier.

[WAN 21a] Wan Z., Guo W., Jia Q., Chen G., Chi J., Zhang H., Wu S., Peng C., Peng P.
Effects of laser shock peening on microstructure and mechanical properties of TIG welded alloy 600 joints. *Materials Science and Engineering : A*, vol. 808, 2021, page 140914, Elsevier.

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2022LYSEI068/these.pdf
© [Z. Han], [2022], INSA Lyon, tous droits réservés

[WAN 21b] Wang G., Yang Y., Wang C., Shi W., Li W., Pan B.
Effect of Nozzle Outlet Shape on Cavitation Behavior of Submerged High-Pressure Jet. *Machines*, vol. 10, n° 1, 2021, page 4, MDPI.

[WAN 22] Wang G., Yang Y., Wang C., Shi W., Li W., Pan B.
Effect of Nozzle Outlet Shape on Cavitation Behavior of Submerged High-Pressure Jet. *Machines*, vol. 10, n° 1, 2022, page 4, Multidisciplinary Digital Publishing Institute.

[WAT 15] Watanabe R., Kikuchi T., Yamagata T., Fujisawa N. et al.
Shadowgraph imaging of cavitating jet. *Journal of Flow Control, Measurement & Visualization*, vol. 3, n° 03, 2015, page 106, Scientific Research Publishing.

[WU 05] Wu J., Wang G., Shyy W.
Time-dependent turbulent cavitating flow computations with interfacial transport and filter-based models. *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, vol. 49, n° 7, 2005, p. 739–761, Wiley Online Library.

[XIO 20] Xiong Q.-l., Shimada T., Kitamura T., Li Z.
Atomic investigation of effects of coating and confinement layer on laser shock peening. *Optics & Laser Technology*, vol. 131, 2020, page 106409, Elsevier.

[YAK 86] Yakhot V., Orszag S. A.
Renormalization group analysis of turbulence. I. Basic theory. *Journal of scientific computing*, vol. 1, n° 1, 1986, p. 3–51, Springer.

[YAN 74] Yanaida K., Ohashi A.
Flow characteristics of water jets. *Proceedings of the Second International Symposium on Jet Cutting Technology*, 1974, page A2.

[YAN 78] Yanaida K.
Flow characteristics of water jets in air. *Proc. 4th Int. Symp. Jet Cutting Tech., Canterbury, 1978*, 1978.

[YAN 13] Yang Y. X., Wang Q. X., Keat T.
Dynamic features of a laser-induced cavitation bubble near a solid boundary. *Ultrasonics sonochemistry*, vol. 20, n° 4, 2013, p. 1098–1103, Elsevier.

[YAN 19] Yang Y., Li W., Shi W., Zhang W., A El-Emam M.
Numerical Investigation of a High-Pressure Submerged Jet Using a Cavitation Model Considering Effects of Shear Stress. *Processes*, vol. 7, n° 8, 2019, page 541, Multidisciplinary Digital Publishing Institute.

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2022LYSEI068/these.pdf
© [Z. Han], [2022], INSA Lyon, tous droits réservés

[YE 10] Ye C., Liao Y., Cheng G. J.
Warm laser shock peening driven nanostructures and their effects on fatigue performance in aluminum alloy 6160. *Advanced Engineering Materials*, vol. 12, n° 4, 2010, p. 291–297, Wiley Online Library.

[YON 20] Yongfei Y., Wei L., Weidong S., Chuan W., Zhang W.
Experimental Study on Submerged High-Pressure Jet and Parameter Optimization for Cavitation Peening. *Mechanics*, vol. 26, n° 4, 2020, p. 346–353.

[YU 15] Yu A., Ji B., Huang R., Zhang Y., Zhang Y., Luo X.
Cavitation shedding dynamics around a hydrofoil simulated using a filter-based density corrected model. *Science China Technological Sciences*, vol. 58, n° 5, 2015, p. 864–869, Springer.

[ZHA 09] Zhang Y., Lu J., Ren X., Yao H., Yao H.
Effect of laser shock processing on the mechanical properties and fatigue lives of the turbojet engine blades manufactured by LY2 aluminum alloy. *Materials & design*, vol. 30, n° 5, 2009, p. 1697–1703, Elsevier.

[ZHA 13] Zhang H., Han B., Yu X., Ju D.
Numerical and experimental studies of cavitation behavior in water-jet cavitation peening processing. *Shock and Vibration*, vol. 20, n° 5, 2013, p. 895–905, IOS Press.

[ZHA 19] Zhang H., Ren Z., Liu J., Zhao J., Liu Z., Lin D., Zhang R., Graber M. J., Thomas N. K., Kerek Z. D. et al.
Microstructure evolution and electroplasticity in Ti64 subjected to electropulsing-assisted laser shock peening. *Journal of Alloys and Compounds*, vol. 802, 2019, p. 573–582, Elsevier.

[ZHA 21] Zhang C., Dong Y., Ye C.
Recent developments and novel applications of laser shock peening : A review. *Advanced Engineering Materials*, vol. 23, n° 7, 2021, page 2001216, Wiley Online Library.

[ZHO 96] Zhong P., Cocks F. H., Preminger G. M.
. « Method for the comminution of concretions », 1996. US Patent 5,582,578.

[ZHU 02] Zhu S., Cocks F. H., Preminger G. M., Zhong P.
The role of stress waves and cavitation in stone comminution in shock wave li-

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2022LYSEI068/these.pdf
© [Z. Han], [2022], INSA Lyon, tous droits réservés

thotripsy. *Ultrasound in medicine & biology*, vol. 28, n° 5, 2002, p. 661–671, Elsevier.

[ZWA 04] Zwart P. J., Gerber A. G., Belamri T. et al.
A two-phase flow model for predicting cavitation dynamics. *Fifth international conference on multiphase flow, Yokohama, Japan*, vol. 152, 2004.

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2022LYSEI068/these.pdf
© [Z. Han], [2022], INSA Lyon, tous droits réservés

FOLIO ADMINISTRATIF

THESE DE L'UNIVERSITE DE LYON OPEREE AU SEIN DE L'INSA LYON

NOM : HAN DATE de SOUTENANCE : 19/07/2022

Prénoms : Zhaofeng

TITRE : Développement d'un modèle prédictif du procédé de mise en compression par jet d'eau cavitant (*Water Cavitation Peening*).

NATURE : Doctorat Numéro d'ordre : 2022LYSEI068

Ecole doctorale : ED 162 MEGA

Spécialité : Génie Mécanique

RESUME : Lors de la fabrication de pièces par usinage classique, des contraintes résiduelles de traction peuvent être induites au matériau. Ces contraintes réduisent la durée de la pièce (corrosion sous contrainte, propagation de fissures...). La mise en compression par jet d'eau cavitant (*Water Cavitation Peening* - WCP) est une technologie innovante qui permet d'introduire une contrainte résiduelle de compression à la surface des pièces, et ainsi augmenter leur durée de vie. Cette nouvelle méthode évite la contamination de la surface lors du processus de traitement et permet de traiter les pièces aux géométries complexes. Cependant, la prédiction des mécanismes physiques en jeu lors de ce procédé reste un défi. Une étape importante pour l'élaboration d'un modèle prédictif du jet d'eau cavitant submergé est la comparaison morphologique entre la simulation CFD et les données expérimentales. Du fait de la complexité de la physique à modéliser et de la difficulté d'obtenir des données expérimentales quantitatives de qualité. Dans ce travail de thèse, une simulation numérique d'un jet d'eau cavitant est réalisée avec ANSYS Fluent. Le modèle de turbulence URANS RNG k-epsilon modifié par la méthode FBDCM (*Filter-Based Density Correct Model*) est utilisée pour simuler l'écoulement turbulent. Le modèle Mixture est employée pour simuler l'écoulement diphasique. Le modèle de cavitation ZGB (*Zwart-Gerber-Belamri*) considérant l'effet de la contrainte de cisaillement locale est aussi appliqué pour simuler le transfert de masse entre deux phases. Les résultats de la simulation numérique sont comparés à des données expérimentales obtenues à partir d'un banc dédié à l'étude.
Parallèlement, une étude expérimentale exploratoire a aussi été conduite sur une bulle unique de cavitation afin de vérifier la capacité d'un capteur PVDF à mesurer qualitativement l'onde de pression générée lors de l'effondrement de la bulle. Un banc expérimental utilisant une technique de focalisation laser pour générer d'une bulle individuelle est mis en place. La dynamique de la croissance et de l'effondrement des bulles sphériques et l'onde de pression mesuré par PVDF ont été corrélées au modèle analytique de Gilmore. La faisabilité de la mesure quantitativement des ondes de pression par capteur PVDF a été validée.

MOTS-CLÉS : Traitement de surface, Water cavitation peening, Grenaillage, Simulation numérique, CFD, PVDF, Jet cavitant.

Laboratoire (s) de recherche : Laboratoire de Mécanique des Contacts et des Structures
UMR CNRS 5259 – INSA de Lyon
20 Avenue Albert Einstein
69621 Villeurbanne Cedex FRANCE

Directeur de thèse : Professeur ELGUEDJ Thomas

Président de jury : M. ARRIGONI Michel

Composition du jury : M. BLAISOT Jean-Bernard
MME MIRALLES Sophie
M. MABROUKI Tarek
M. RUDZ Steve
M. ELGUEDJ Thomas

Cette thèse est accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2022LYSEI068/these.pdf
© [Z. Han], [2022], INSA Lyon, tous droits réservés