



**HAL**  
open science

# Quantification expérimentale et numérique de l'agressivité de cavitation

Jean-Bastien Carrat

► **To cite this version:**

Jean-Bastien Carrat. Quantification expérimentale et numérique de l'agressivité de cavitation. Matériaux. Université Grenoble Alpes, 2018. Français. NNT : 2018GREAI044 . tel-01871731

**HAL Id: tel-01871731**

**<https://theses.hal.science/tel-01871731v1>**

Submitted on 11 Sep 2018

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

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

## **THÈSE**

Pour obtenir le grade de

### **DOCTEUR DE LA COMMUNAUTE UNIVERSITE GRENOBLE ALPES**

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

Arrêté ministériel : 25 mai 2016

Présentée par

**Jean-Bastien CARRAT**

Thèse dirigée par **Jean-Pierre FRANC**, Directeur de recherche,  
**LEGI-CNRS**, et  
codirigée par **Regiane FORTES-PATELLA**, Professeur des  
universités, **LEGI-GINP**

préparée au sein du **Laboratoire des Ecoulements  
Géophysique et Industriels (LEGI)**  
dans l'**École Doctorale I-MEP2 - Ingénierie - Matériaux,  
Mécanique, Environnement, Énergétique, Procédés,  
Production**

**Quantification expérimentale et numérique  
de l'agressivité de cavitation.**

**Experimental and numerical quantification  
of the cavitation aggressiveness.**

Thèse soutenue publiquement le **28/06/2018**  
devant le jury composé de :

**M, Jean-Yves, BILLARD**

Professeur des Universités, Institut de Recherche de l'École Navale,  
Président

**M, Mohamed, FARHAT**

Professeur des Universités, LMH-EPFL, Rapporteur

**M, Florent, RAVELET**

Maitre de Conférences, Arts et Métiers ParisTech, Rapporteur

**M, François, ANDRE**

Ingénieur, GE Hydro, Examineur

**M, Jean-Pierre, FRANC**

Directeur de Recherche, CNRS, Directeur de thèse

**Mme, Regiane, FORTES-PATELLA**

Professeur des Universités, Grenoble INP, Co-Directrice de thèse





# Résumé

La cavitation est un enjeu majeur dans de nombreux systèmes hydrauliques à cause des chutes de performances, des vibrations et de l'endommagement qu'elle peut générer. Cette thèse est dédiée au phénomène d'érosion par cavitation et vise à proposer des outils pour quantifier le potentiel érosif d'un écoulement cavitant.

La géométrie retenue est celle d'un hydrofoil symétrique basé sur un NACA0015 avec une partie plane entre 27% et 70% de la corde pour faciliter la mise en place de capteurs. L'étude se focalise sur une cavitation par poche oscillante se développant au bord d'attaque de l'hydrofoil. Les essais sont réalisés dans le tunnel hydrodynamique du LEGI, rénové en partie pour répondre aux nouveaux besoins de cette thèse. En parallèle, des calculs numériques sont menés avec le code de calcul 2D instationnaire cavitant IZ développé au LEGI.

L'écoulement cavitant est analysé sur la base de vidéos rapides et de simulations numériques. Cette analyse permet de déterminer la dynamique de la poche, la longueur maximale de la poche et la fréquence de lâchers, ainsi que l'influence des paramètres hydrodynamiques (vitesse de l'écoulement, incidence du profil, nombre de cavitation) sur le comportement de la poche. De forts effets tridimensionnels observés expérimentalement rendent difficile la prévision de la dynamique de la poche avec le code bidimensionnel. Cependant, la longueur maximale de la poche et la fréquence de lâchers sont bien prévues numériquement. Une matrice de huit capteurs PVDF, de surfaces actives  $2 \times 2 \text{ mm}^2$ , est fabriquée et collée sur l'hydrofoil entre 30% et 67% de la corde. Cette instrumentation permet de mesurer les pics de pression dus à l'implosion des structures de vapeur à une fréquence d'acquisition de 10 MHz sur huit voies en simultané.

L'agressivité de l'écoulement cavitant est déterminée expérimentalement à partir de la distribution de la fréquence des pics de pression en fonction de leur amplitude. Numériquement, un paramètre d'agressivité est défini à partir d'un modèle développé précédemment au LEGI. Il permet d'estimer une agressivité instantanée et moyenne à la surface de l'hydrofoil. Des études locales sur l'agressivité instantanée et moyenne numériques permettent d'identifier l'origine des zones les plus agressives. Une comparaison qualitative entre expérience et numérique montre que le calcul numérique surestime l'agressivité au voisinage du bord d'attaque. Globalement, les résultats expérimentaux et numériques sont en bon accord pour une faible incidence et montrent que la zone de plus forte agressivité est localisée au niveau de la fermeture de poche et que la vitesse de l'écoulement a une forte influence sur le niveau d'agressivité.

**Mots clefs :** Mécanique des fluides, Érosion de cavitation, Calculs numériques, Mesures expérimentales, Mesures de pression instationnaire, Capteurs PVDF.

# Abstract

Cavitation is a major issue in hydraulic machinery, it causes performance drop, vibrations increase and damage. This PhD is dedicated to cavitation erosion and propose tools to quantify the erosive potential of a cavitating flow.

Experiments were carried out on a symmetrical hydrofoil based on a NACA0015 with a flat area between 27% and 70% of the chord length for an easy instrumentation with pressure sensors. The study is focused on partial cavitation that detaches from the leading edge of the hydrofoil and periodically sheds vapor clouds. All experiments are conducted in the cavitation tunnel of the LEGI laboratory, partly renovated during this PhD. Additionally, numerical calculations are performed using 2D cavitating unsteady code IZ developed at LEGI.

Cavity dynamics, cavity length and shedding frequency are deduced from analyses combining numerical simulations and high-speed video. Influence of various hydrodynamic parameters (flow velocity, hydrofoil angle of attack, and cavitation number) on the cavity behavior is studied. Strong 3D effects observed experimentally make cavity dynamics behaviour predictions difficult with a two-dimensional code. Nevertheless the maximum cavity length and the shedding frequency are well predicted numerically.

To measure the pressure peaks resulting from collapses of vapor structure a matrix of eight sensors is flush mounted in the hydrofoil. The matrix has an active area of  $2 \times 2 \text{ mm}^2$  and its position can be adjusted between 30% and 67% of the chord length. To reveal the fast dynamics of collapsing events, those eight sensors are polled simultaneously at a 10 MHz sampling rate.

On the experimental side, the flow aggressiveness is deduced from the peak frequency distribution as a function of the peak amplitude. Numerically, an instantaneous and a mean aggressiveness at the hydrofoil surface are derived from an aggressiveness parameter based on a model previously developed at LEGI. The origins of the most aggressive area are identified from local studies. For low incidence experimental and numerical results are in good agreement. Yet, numerical study is overestimating the aggressiveness close to the hydrofoil leading edge. Additionally the most aggressive area are located at the cavity closure and the flow velocity heavily influence the aggressiveness level.

**Key words :** Fluids mechanics, Cavitation erosion, Numerical calculations, Experimental measurements, Unsteady pressure measurements, PVDF sensors.

# Remerciements

Dans un premier temps, je tiens à remercier les membres de mon jury, M. Jean-Yves BILLARD, M. Mohammed FARHAT, M. Florent RAVELET et M. François ANDRE d'avoir accepté de relire mon manuscrit (peut être trop long? Le débat reste entier!), d'examiner et de rapporter mon travail. Je remercie la Fondation Grenoble INP d'avoir financé une partie de ma thèse avec la chaire industrielle General Electric "Hydro'like".

Par ailleurs, je remercie l'institut Néel pour l'utilisation de la plateforme de micro-nanofabrication Nanofab, où j'ai fabriqué mes capteurs avec l'aide et sous l'oeil bienveillant du personnel de Nanofab. Je suis particulièrement reconnaissant envers Bruno FERNANDEZ et Sébastien DUFRESNE. J'en profite aussi pour remercier François ANDRE, Gwenaël HAUET et Claire SEGOUFIN de General Electric pour leurs conseils et leurs encouragements. Je remercie le service IRIS pour le prêt des caméras rapides et pour l'impression des premiers masques utilisés pour fabriquer mes capteurs. Merci Fred d'avoir toujours été de bonne humeur et patient quand je revenais encore et encore pour essayer d'avoir les masques les plus opaques possible.

Ensuite, je souhaite remercier chaleureusement mes encadrants de thèse, Regiane FORTES-PATELLA et Jean-Pierre FRANC de m'avoir proposé cette thèse et de m'avoir autant gâté. Vous étiez toujours disponibles pour répondre à mes questions et à mes très longs mails. Vous saviez m'arrêter et me ramener sur le droit chemin, quand je me dispersais et me laissais emporter par mon optimisme. Mais parfois, cet optimisme légendaire me faisait défaut. Quand mon dispositif expérimental prenait encore du retard, que mes capteurs étaient récalcitrants et que les résultats des calculs n'étaient pas satisfaisant, vous étiez toujours là pour me soutenir et me remonter le moral. Je pense que sans vous, j'aurais eu du mal à finir cette thèse et encore merci de votre confiance...

J'aimerais remercier l'ensemble des permanents (ils existent à vie et ne disparaissent pas!!) du laboratoire. En effet, les personnes du support informatique, du service instrumentation et du service mécanique sont toujours prêt à aider ou à dépanner. Il ne faut pas oublier non plus le service administratif, sans qui bien des choses n'auraient pas été possible, l'administratif étant un peu ma Kryptonite... Je voudrais en particulier remercier quelques personnes du laboratoire. Merci Julie pour ton efficacité pour les missions et les factures. Merci Muriel pour ton aide en électronique et sur Labview. Merci Michel pour ta disponibilité, ta bonne humeur et pour avoir partagé ton expérience sur des dispositifs d'essais divers et variés. Merci à la team info : Gaby, Cyrille et Olivier (maitre aux échecs) pour la résolution de la plupart de mes problèmes informatiques, je n'ose même pas imaginer combien de temps vous m'avez fait gagner. Merci à Jean-Paul (Papy!) pour tes anecdotes pendant les pauses ou les repas.

Ensuite, j'attaque le noyau dur du labo et il faut reconnaître que sans eux la science

---

n'avancerait pas! Ce sont les doctorants et les post-doctorants (ou encore non-permanents... Hélas, nous ne sommes qu'éphémères!), qui sont en train de vivre ou ont déjà vécu ce qu'est une thèse. C'est grâce à eux et à l'ambiance dans le labo, que je suis ressorti grandi de cette épreuve (ou pas... j'entends déjà des personnes dire que ce n'est pas vrai!). Je vais d'abord remercier ceux qui m'ont accueilli, Alexandre Simon, Uros, Yves, Lucas (Luluberlu), Sylvia et Nathanaël (Hey!! Natou'!) et sont partis (ou pas, Yves ayant fait de la résistance) avant la fin de ma thèse. Les premiers fous rires et apéro ensemble m'ont bien aidé à me sentir intégré dans ce labo. Après, il y aussi ceux rencontrés en cours de route parce qu'exilés au bout du bâtiment L, Natalia (mieux vaut tard que jamais et merci pour ta présence et ton soutien) et Gabriele. J'ai aussi eu des compagnons de route. Leurs thèses se sont également rallongées... J'ai nommé, Sofien (merci d'avoir partager cette longue période avec moi et vive la frangipane!) et Tim. Ceux arrivés pendant mes années de dur labeur, Guillaume (attention à la verveine!), Flavia (Ciao Principessa, merci de l'accueil dans les Pouilles!), François, Prasantar, Vincent (Mr Slack), Miguel (Migueeeeeel), Jérémie, Antoine, Antoine, Antoine, Camille (Wesh!), Pierre (Griz'). Ceux arrivés au pire moment, lors de la rédaction, Christophe, Yann (premier véritable co-bureau) et Anne, je m'excuse d'avoir parfois été de mauvaise humeur. Ceux de passage, Jan (ou comment refaire le monde à la craie sur un petit tableau noir et désespérer sur le comportement des capteurs PVDF), Markku, Stefan et Shoko'... La liste est longue mais j'ai peur d'en avoir malheureusement oublié.

Cependant la vie ne se résume pas au laboratoire. J'ai aussi rencontré beaucoup de personnes sensationnelles en dehors de mon lieu de travail : Manon (merci pour les ballades en montagne et en forêt avec description des plantes et des sols), Romain (La machine), Thomas (la seconde machine), Maud... Pendant mes entraînements de judo avec Florian (Sensei et mauvais joueur), Yohan, Yann-Loic, Yves (encore lui, la savonnette!), Laurent (notre meilleur joueur de foot) et bien d'autres, grâce à vous j'ai pu me détendre et me défouler après de grosses journées de travail, vive la nat' et son patron! Mes colocs successifs, sans vous la vie n'aurait pas été la même à Grenoble! Merci à Geof pour la première année et tes tartines de beurre salé. Merci à Aldric pour m'avoir plongé de nouveau dans le monde de la médecine. Merci à Adrien et Julie pour votre bonne humeur et les lundis gâteaux.

Sans oublier mes amis de longue date, ceux de Gueugnon (Josselin, Loic, Jon', Thomas), de lycée et de prépa (Segolène, Léna, Doudou, Clément, Etienne, Pauline, Hugo, Anto), d'école d'ingénieur (Geoffrey, Pierre, Peb, Eloïse, Florian) et Alizée (Alizi, c'est pas grrrrrave.) rencontrée au détour d'un couloir, toutes ces personnes ont toujours été là pour moi.

Bien sur sans ma famille qui a toujours soutenu mes choix, je ne serais pas arrivé jusque-là, merci à maman, papa, Vincent et Florian.

Encore une fois, je vous remercie toutes et tous pour ces moments mémorables et avoir rendu ces années de thèse fantastiques malgré la rédaction!

# Table des matières

<b>Résumé</b>	<b>3</b>
<b>Abstract</b>	<b>3</b>
<b>Remerciements</b>	<b>4</b>
<b>Table des matières</b>	<b>7</b>
<b>Nomenclature</b>	<b>11</b>
<b>1 Introduction</b>	<b>15</b>
1.1 Contexte . . . . .	16
1.2 La cavitation . . . . .	16
1.3 Érosion de cavitation . . . . .	20
1.4 Déroulement de la thèse . . . . .	22
<b>2 Approches expérimentales en érosion de cavitation</b>	<b>25</b>
2.1 Introduction . . . . .	26
2.2 Mesures indirectes ou acoustiques . . . . .	26
2.3 Mesures à la surface du matériau . . . . .	29
2.4 Conclusion . . . . .	38
<b>3 Moyens expérimentaux</b>	<b>39</b>
3.1 Introduction . . . . .	40
3.2 Présentation globale de la boucle d'essais . . . . .	40
3.3 Section d'essais . . . . .	42
3.4 Réglage d'un point de fonctionnement . . . . .	47
<b>4 Moyens numériques</b>	<b>51</b>
4.1 Introduction . . . . .	52
4.2 Modélisation numérique de l'écoulement dans IZ . . . . .	52
4.3 Modélisation de l'hydrofoil . . . . .	56
<b>5 Étude de l'écoulement cavitant</b>	<b>61</b>
5.1 Introduction . . . . .	62
5.2 Caractérisation expérimentale du profil . . . . .	62
5.3 Post-traitements . . . . .	64
5.4 Dynamique de la poche . . . . .	73
5.5 Comportement global de la poche . . . . .	94



5.6	Conclusion . . . . .	98
<b>6</b>	<b>Mesures hautes fréquences</b>	<b>101</b>
6.1	Introduction . . . . .	102
6.2	Fonctionnement d'un capteur PVDF . . . . .	102
6.3	Réponse réelle du capteur PVDF . . . . .	105
6.4	Fabrication . . . . .	108
6.5	Étalonnage . . . . .	115
6.6	Essai d'un capteur unique . . . . .	118
6.7	Essai d'une matrice de capteurs . . . . .	121
6.8	Montage des capteurs . . . . .	126
6.9	Acquisition des signaux hautes fréquences . . . . .	128
6.10	Répétabilité et convergence des mesures . . . . .	135
6.11	Conclusion . . . . .	137
<b>7</b>	<b>Étude de l'agressivité de l'écoulement</b>	<b>139</b>
7.1	Introduction . . . . .	140
7.2	Détermination expérimentale de l'agressivité . . . . .	141
7.3	Modélisation numérique de l'agressivité . . . . .	169
7.4	Comparaison entre expérience et numérique . . . . .	194
7.5	Conclusion . . . . .	197
<b>8</b>	<b>Conclusion</b>	<b>201</b>
	<b>Bibliographie</b>	<b>206</b>
	<b>Liste des figures</b>	<b>219</b>
	<b>Liste des tableaux</b>	<b>231</b>
	<b>Annexes</b>	<b>235</b>
<b>A</b>	<b>Architecture des programmes pour la simulation de la cavitation</b>	<b>235</b>
<b>B</b>	<b>Choix de la géométrie</b>	<b>239</b>
B.1	Formes des profils . . . . .	239
B.2	Simulations numériques . . . . .	240
<b>C</b>	<b>Calcul avec le premier maillage</b>	<b>243</b>
C.1	Maillage . . . . .	243
C.2	Résultats globaux . . . . .	243
<b>D</b>	<b>Interface labview</b>	<b>245</b>

<b>E Résultats expérimentaux</b>	<b>249</b>
E.1 Première campagne d'essais . . . . .	249
E.2 Seconde campagne d'essais . . . . .	254
E.3 Troisième campagne d'essais . . . . .	256
<b>F Propriétés diélectriques et mécaniques du film PVDF</b>	<b>257</b>
<b>G Fabrication d'un capteur PVDF</b>	<b>259</b>
G.1 Protocole expérimental . . . . .	259
G.2 Conseils . . . . .	261
<b>H Durée des pics mesurés expérimentalement</b>	<b>263</b>
<b>I Origine de l'agressivité numérique pour <math>i = 6^\circ</math></b>	<b>265</b>
<b>J Articles préparés lors de la thèse</b>	<b>267</b>
Impact load measurements with a PVDF pressure sensor in an erosive cavitating flow, conférence CAV2015, 6-10 Décembre 2015, EPFL, Lausanne, Switzerland.	268
Assessment of Cavitating Flow Aggressiveness on a Hydrofoil : Experimental and Numerical Approaches, conference FEDSM2018-ASME, 31 Juillet-3 Août 2017, Waikoloa, Hawaiï, USA. . . . .	272
Cavitation aggressiveness on a hydrofoil, conférence IAHR2018, September 16-21, 2018, Kyoto, Japan. . . . .	282



# Nomenclature

$\alpha$	Taux de vide	[-]
$\Delta z$	Largeur de la fenêtre d'étude sur l'envergure	[m]
$\delta_{ij}$	Constante de Kronecker	[-]
$\dot{N}$	Fréquence des pics	[peaks.s <sup>-1</sup> ]
$\dot{N}^*$	Fréquence caractéristique des pics	[peaks.s <sup>-1</sup> ]
$\epsilon$	Energie turbulente par unité de masse	[J.kg <sup>-1</sup> ]
$\epsilon_0$	Permittivité diélectrique du vide	[J.kg <sup>-1</sup> ]
$\epsilon_r$	Permittivité relative	[-]
$\gamma$	Coefficient d'amortissement	[-]
$\kappa$	Constante de von Karman	[-]
$\mu$	Viscosité dynamique	[Pa.s]
$\nu_t$	Viscosité turbulente	[Pa.s]
$\bar{A}$	Amplitude moyenne	[V]
$\bar{F}$	Force moyenne	[N]
$\Phi$	Diamètre de la bille	[m]
$\Phi_i$	Diamètre interne	[m]
$\rho$	Masse volumique	[kg.m <sup>-3</sup> ]
$\rho_l$	Masse volumique du liquide	[kg.m <sup>-3</sup> ]
$\rho_v$	Masse volumique de la vapeur	[kg.m <sup>-3</sup> ]
$\sigma$	Nombre de cavitation en amont de la section d'essais/Contrainte	[-]/[Pa]
$\sigma_c$	Contrainte	[Pa]
$\sigma_{down}$	Nombre de cavitation aval	[-]
$\sigma_{up}$	Nombre de cavitation en aval de la section d'essais	[-]
$\tau$	Durée d'impact	[s]
$\tau_c$	Constante du circuit	[s]
$\tau_f$	Constante de temps du film	[s]

$A$	Amplitude	[V]
$a$	Vitesse du son dans un fluide	[m.s <sup>-1</sup> ]
$A_0$	Amplitude maximale sans capacité ajoutée	[V]
$A_d$	Amplitude de la décharge	[V]
$A_{d0}$	Amplitude de la décharge sans capacité ajoutée	[V]
$A_{max}$	Amplitude maximale	[V]
$c_m$	Corde du profil	[m]
$C_a$	Capacité ajoutée en parallèle du film PVDF	[F]
$C_f$	Capacité du film PVDF	[F]
$c_{min}$	Célérité minimale du son dans le mélange	[m.s <sup>-1</sup> ]
$C_v = 0.085$	Constante du modèle $k - \epsilon$	[Pa.s]
$C_{fils}$	Capacité des fils	[F]
$C_i$	Capacité interne de la carte d'acquisition	[F]
$c_{PVDF}$	Vitesse du son dans le PVDF	[m.s <sup>-1</sup> ]
$C_{ti}$	Capacité totale de l'interface de mesure	[F]
$C_t$	Capacité totale du circuit	[F]
$d = d_{33}$	Coefficient piézoélectrique	[C/N]
$dt$	Pas de temps	[s]
$E$	Energie potentielle	[J]
$e$	Epaisseur	[m]
$F$	Force	[N]
$f$	Fréquence de lâchers	[Hz]
$F^*$	Force caractéristique	[N]
$f_c$	Fréquence de coupure du circuit	[Hz]
$f_r$	Fréquence propre	[Hz]
$f_{BF}$	Fréquence de la variation de longueur de poche maximale d'un lâcher à un autre	[Hz]
$F_{max}$	Force maximale	[N]
$g$	Accélération de la pesanteur	[m.s <sup>-2</sup> ]

TABLE DES MATIÈRES

---

$g_{33} = d_{33}/\epsilon$	Coefficient piézoélectrique	[C/N]
$gl(x, t)$	Niveau de gris moyen sur l'envergure du profil	[-]
$gp(x, z, t)$	Niveau de gris à la position $(x, z)$ à un instant $t$	[-]
$h_1$	Hauteur initiale de la chute de bille	[m]
$h_{amont}$	Position selon la verticale du centre de la section d'essais	[m]
$h_{carré}$	Position selon la verticale de la cellule de mesure du capteur de pression dans la section carrée 560x560 mm	[m]
$i$	Incidence du profil	[°]
$k$	Dissipation turbulente par unité de masse	[J.kg <sup>-1</sup> .s <sup>-1</sup> ]
$l$	moyenne des longueurs de poche maximales sur plusieurs lâchers	[m]
$l_{max}$	Longueur de poche maximale sur un lâcher	[m]
$m$	Masse	[kg]
$n$	Facteur de forme	[-]
$p$	Pression	[Pa]
$P_{2d}$	Puissance surfacique potentielle	[W.m <sup>-2</sup> ]
$P_{3d}$	Puissance volumique potentielle	[W.m <sup>-3</sup> ]
$p_{amont}$	Pression en amont, à l'entrée de la veine d'essais	[Pa]
$p_{carré}$	Pression dans la section carrée 560x560 mm en amont de la veine d'essais	[Pa]
$p_{down}$	Pression aval	[Pa]
$P_{mean}$	Puissance d'agressivité moyenne	[W.m <sup>-2</sup> ]
$p_v$	Pression de vapeur saturante de l'eau	[Pa]
$Q$	Débit dans la veine d'essais/Charge électrique	[m <sup>3</sup> .s <sup>-1</sup> ]/[C]
$R_0$	Rayon d'une bulle	[m]
$R_f$	Résistance du film PVDF	[ $\Omega$ ]
$r_f$	Résistivité du film PVDF	[ $\Omega$ .m]
$R_i$	Résistance interne de la carte d'acquisition	[ $\Omega$ ]
$Re = \frac{\rho_l V_c}{\nu}$	Nombre de Reynolds	[-]
$S$	Section de la veine d'essais	[m <sup>2</sup> ]
$s$	Opérateur de Laplace	[Hz]

$S_c$	Surface du capteur PVDF	$[m^2]$
$S_p$	Surface d'application d'une pression $p$	$[m^2]$
$s_r$	Sensibilité réelle du capteur	$[V.N^{-1}]$
$S_\sigma$	Surface d'application d'une contrainte $\sigma$	$[Pa]$
$S_{carré}$	Section carrée 560x560 mm en amont de la veine d'essais	$[m^2]$
$s_{th}$	Sensibilité théorique du capteur	$[V.N^{-1}]$
$T_i$	Durée d'implosion	$[s]$
$t_{max}$	Position temporelle du maximum d'amplitude	$[s]$
$T_{ref} = c/V$	Temps de référence	$[s]$
$t_{trans}$	Durée du transitoire	$[s]$
$U$	Vecteur vitesse sur une maille du domaine de calcul	$[m.s^{-1}]$
$u'_i$	Fluctuation de vitesse dans une maille selon la direction $i$	$[m.s^{-1}]$
$u_i$	Vecteur vitesse dans une maille selon la direction $i$	$[m.s^{-1}]$
$u_\tau$	Vitesse de frottement	$[-]$
$V$	Vitesse de l'écoulement	$[m.s^{-1}]$
$V_1$	Vitesse de la bille avant impact	$[m.s^{-1}]$
$V_2$	Vitesse de la bille après impact	$[m.s^{-1}]$
$V_{cell}$	Volume d'une maille de calcul	$[m^3]$
$V_{tot}$	Volume total de vapeur dans le domaine de calcul	$[m^3]$
$V_{vap}$	Volume de vapeur	$[m^3]$
$X$	Signal brut mesuré par les capteurs	$[V]$
$X_t$	Signal mesuré par les capteurs et traité	$[V]$
$Z$	Impédance	$[kg.m^{-2}.s^{-1}]$

# Chapitre 1: Introduction

## Sommaire

---

<b>1.1 Contexte</b> . . . . .	<b>16</b>
<b>1.2 La cavitation</b> . . . . .	<b>16</b>
1.2.1 Définition physique . . . . .	16
1.2.2 Types de cavitation . . . . .	17
1.2.3 La cavitation dans le monde industriel . . . . .	17
<b>1.3 Érosion de cavitation</b> . . . . .	<b>20</b>
1.3.1 Origine . . . . .	20
1.3.2 Conséquences . . . . .	21
<b>1.4 Déroulement de la thèse</b> . . . . .	<b>22</b>

---



## 1.1 Contexte

A cause de l'évolution du marché de l'énergie, les exploitants d'installations hydroélectriques font de plus en plus travailler leurs machines en dehors des régimes de fonctionnement nominal. Dans ces conditions, la cavitation est un phénomène devenant inévitable. Elle peut entraîner la chute de performance des machines, des fluctuations de pression dans les systèmes, des vibrations et l'endommagement des composants hydrauliques. Les machines s'usent donc prématurément et des opérations de maintenance plus fréquentes sont nécessaires, ce qui représente un coût non négligeable. Par conséquent, les fabricants de turbines et les exploitants cherchent à développer des méthodes expérimentales et numériques pour prévoir et estimer l'érosion de cavitation, afin de mieux concevoir les machines ou gérer le fonctionnement des machines existantes. Cette thèse, financée par la chaire industrielle General Electric "Hydro'like" gérée par la Fondation Grenoble INP, s'inscrit dans cette démarche.

## 1.2 La cavitation

### 1.2.1 Définition physique

L'eau se présente sous trois états, solide, liquide et vapeur. L'eau est liquide à pression atmosphérique et à température ambiante (20°C par exemple) correspondant au point  $(p, T)$  en vert sur le diagramme de phase de l'eau de la figure 1.1. Deux chemins simples permettent d'effectuer le changement d'état liquide - vapeur.

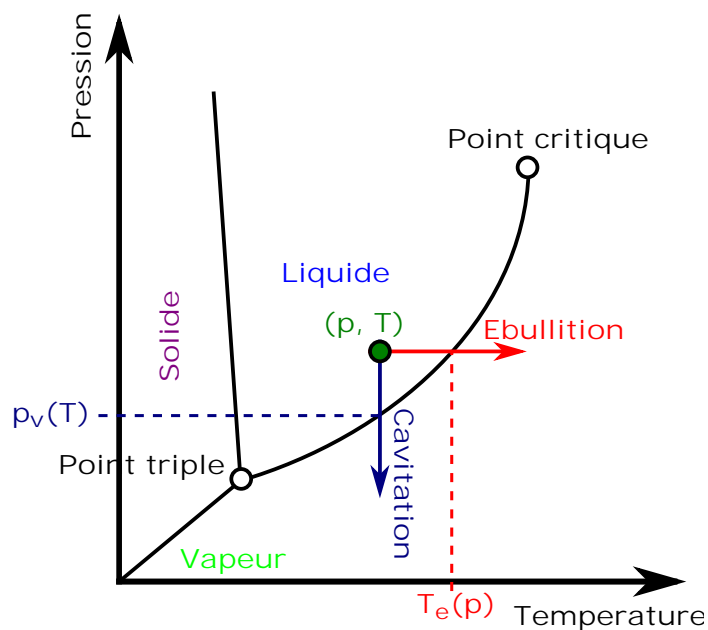


FIGURE 1.1 – Diagramme de phase de l'eau.

L'ébullition, indiquée par une flèche rouge sur la figure 1.1, consiste à augmenter

la température à pression constante. Le liquide se transforme en vapeur au delà d'une température appelée température d'ébullition  $T_e(p)$ , qui dépend de la pression.

La cavitation, indiquée par une flèche bleue foncée sur la figure 1.1, consiste à diminuer la pression en gardant la température pratiquement constante (dans le cas des fluides non thermosensibles). En dessous de la pression de vapeur saturante  $p_v(T)$  dépendant de la température, le liquide se vaporise. A une température de  $T = 20^\circ\text{C}$ , la pression de vapeur saturante de l'eau  $p_v$  est d'environ 2300 Pa.

La cavitation se produit aussi dans d'autres liquides, comme du mercure [99], du diesel dans les injecteurs de moteur de voiture [1], de l'azote liquide [33], des fluides cryogéniques [51, 52]...

## 1.2.2 Types de cavitation

D'après Franc et al. [53], la cavitation se classe en trois types : par bulles séparées, par poche (aussi appelée cavitation partielle) et par tourbillon. Les photos de la figure 1.2 illustrent ces types de cavitation et ont été prises dans le tunnel hydrodynamique du LEGI.

La figure 1.2.(a) montre une cavitation par bulles séparées sur un NACA16209. Des bulles de cavitation se développent au niveau du bord d'attaque à partir de germes microscopiques contenus dans le liquide. Elles sont ensuite convectées et grossissent au fur et à mesure que la pression à la surface du profil diminue. Enfin, elles explosent dans les régions de basse pression et implosent quand elles rencontrent un gradient de pression adverse. Ce type de cavitation est très sensible à la teneur en germes du liquide.

La figure 1.2.(b) montre une cavitation par poche (ou partielle) sur le profil étudié dans cette thèse, voir section 3.3.2 du chapitre 3. Ce type de cavitation se caractérise par une poche de vapeur plus courte que le profil se formant au niveau du bord d'attaque. Par ailleurs, si la poche est plus longue que le profil, c'est une supercavitation. Il est important de noter, que la poche de vapeur peut être stable ou oscillante, dans le second cas elle génère périodiquement un nuage de bulles, voir section 1.3.1.

Les figures 1.2.(c) et (d) montrent des tourbillons cavitants dus à des zones de basses pressions où la vorticité est très forte. Par exemple, une zone de fort cisaillement a lieu à l'arrière du coin prismatique sur la figure 1.2.(c), créant des tourbillons cavitants dans son sillage. Par ailleurs, un tourbillon se développe toujours à l'extrémité d'une pale d'hélice et si la pression au centre du tourbillon est suffisamment basse, l'eau se vaporise et forme un tourbillon cavitant, comme sur la figure 1.2.(d)   l'extrémité d'un NACA16-020.

## 1.2.3 La cavitation dans le monde industriel

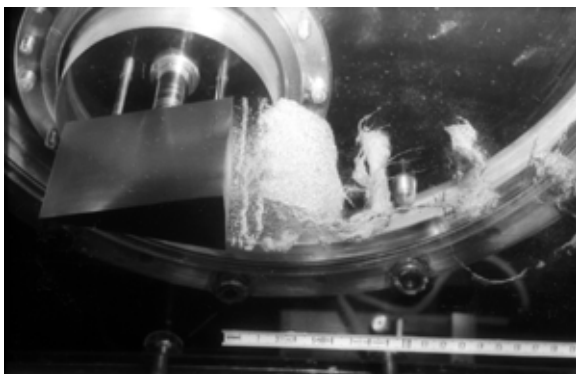
Dans de nombreux écoulements industriels, la pression peut diminuer localement et atteindre la pression de vapeur saturante  $p_v$ , en particulier dans les turbomachines. Ces conditions sont propices à la formation de cavitation et quelques exemples dans des



(a) Cavitation par bulles séparées sur un NACA16209. Source : Briançon-Marjollet et al. [15]. ( $Re = 1.1 \cdot 10^6$ ,  $\sigma = 0.08$ ,  $i = 5^\circ$ )



(b) Cavitation par poche sur le profil étudié dans cette thèse défini dans la section 3.3.2. ( $Re = 8.0 \cdot 10^5$ ,  $\sigma = 1.1$ ,  $i = 6^\circ$ ).



(c) Tourbillons cavitants de sillage d'un coin prismatique. Source : Franc et al. [50]. ( $Re = 2.1 \cdot 10^5$ ,  $\sigma = 0.96$ ).



(d) Tourbillon cavitant d'extrémité d'aile pour un profil de forme elliptique et de section droite NACA16-020. Source : Boulon et al. [11]. ( $Re = 4.55 \cdot 10^5$ ,  $\sigma = 1.26$ ,  $i = 8.9^\circ$ )

FIGURE 1.2 – Types de cavitation. L'écoulement se fait de la gauche vers la droite.



(a) Cavitation développée par bulles sur un propulseur marin (Naval Group (ex DCNS) - Bassin d'Essais des Carènes). L'écoulement se fait de la gauche vers la droite. Source : Franc et al. [50].



(b) Cavitation de bord d'attaque dans un inducteur. Source : Franc et al. [51, 52].



(c) Torche à la sortie d'une roue de turbine Francis pour un point de fonctionnement à débit partiel. Source : Iliescu et al. [64].



(d) Vortex cavitants dans les canaux interaubes d'une turbine Francis à charge partielle. Source : Bouajila et al. [10].

FIGURE 1.3 – Cavitation observée dans différentes turbomachines hydrauliques

turbomachines sont montrés dans la figure 1.3.

Dans le domaine naval, la cavitation peut apparaître sur les propulseurs marins, comme sur la figure 1.3.(a). Des bulles de cavitation se forment sur les pales du propulseur et sont convectées par l'écoulement. Leurs implosions génèrent des niveaux de bruit très importants et une forte érosion. Dans le cadre d'applications militaires, le bruit est un paramètre très important et doit être maîtrisé lors de la conception de la machine.

Dans le domaine spatial, la cavitation est susceptible de se produire dans la turbopompe d'un moteur de fusée, en particulier au niveau de l'inducteur. L'inducteur est le premier étage de la turbopompe d'un moteur de fusée. Son objectif est d'augmenter suffisamment la pression, pour que les étages suivants ne fonctionnent jamais en régime cavitant. Par contre, l'inducteur fonctionne souvent en régime cavitant. Par exemple, la figure 1.3.(b) montre une cavitation par poche au niveau du bord d'attaque d'un inducteur, qui entraîne une baisse des performances de la machine et une hausse des vibrations.

Dans le domaine de l'énergie, la cavitation est aussi observée dans les machines hy-

drauliques. Avellan [6] fait une revue des types de cavitation se développant dans celles-ci. Ainsi, les figures 1.3.(c) et (d) montrent deux types de cavitation visibles dans une turbine Francis fonctionnant à débit partiel (débit inférieur à celui du point de fonctionnement nominal). Dans la figure 1.3.(c) un tourbillon de vapeur se forme à la sortie de la roue, dans le cône de l'aspirateur. Ce tourbillon de vapeur est appelé torche et a peu de conséquence sur le rendement de la turbine et entraîne rarement de l'érosion. Par contre, ce tourbillon est responsable d'importantes fluctuations de pression dans l'aménagement hydraulique, voir Jacob et Prenat [66]. La figure 1.3.(d) montre des vortex cavitants se développant dans le canal interaubes, entraînant des fluctuations de pression [10, 38], une baisse de performance et de l'érosion. La cavitation est aussi observée sous d'autres formes et dans d'autres machines, comme les turbines axiales [61], hélices, les pompes centrifuges, les turbines-pompes...

Cependant, il faut noter que la cavitation est désirée dans certains domaines. Dans le biomédical pour la lithotripsie, des ultrasons génèrent des bulles de cavitation et focalisent leurs implosions sur des calculs rénaux pour les casser [60]. La cavitation acoustique est utilisée pour traiter l'eau [97]. Dans des systèmes microscopiques, la microcavitation permet notamment de faire de l'exfoliation en phase liquide du graphène [8].

## 1.3 Érosion de cavitation

D'après la section 1.2, la cavitation apparaît sous différentes formes (bulles séparées, poche attachée, tourbillons de bulles) dans de nombreuses applications industrielles et peut engendrer de l'érosion. Cette thèse se focalise sur l'érosion de cavitation et les écoulements cavitants de type poche partielle.

### 1.3.1 Origine

D'après de nombreux auteurs, que ce soit sur un hydrofoil [12, 34, 35, 37, 39, 71, 76, 103, 111] ou dans des machines hydrauliques [7, 12, 37], les poches de cavitation partielles, qui oscillent périodiquement, sont très érosives.

La figure 1.4 montre un exemple de cavitation par poche oscillante sur l'hydrofoil de cette thèse, défini dans la section 3.3.2 du chapitre 3.

Le mécanisme de pulsation d'une poche attachée est décrit en détails par Le et al. [79] pour un profil plan-convexe et dans la section 5.4 du chapitre 5 pour le profil utilisé pour cette thèse. Ainsi, une poche attachée apparaît au bord d'attaque et croît jusqu'à atteindre sa taille maximale. Une fois sa taille maximale atteinte, un jet rentrant, décrit par Callenaere et al. [17], se développe, longe le profil et détache la poche, qui forme alors un nuage de bulles. Un autre cycle débute par la suite.

La cavitation par poche est un phénomène multi-échelles au niveau spatial et temporel. Une première échelle est associée à l'écoulement cavitant, c'est à dire à la taille de la poche



FIGURE 1.4 – Cavitation par poche sur le profil d'étude défini dans la section 3.3.2 du chapitre 5.  
( $Re = 8.0.10^5$ ,  $\sigma = 1.1$ ,  $i = 6^\circ$ ).

attachée et à sa fluctuation temporelle, respectivement de l'ordre de 0.1-1 m et de dizaines de millisecondes. Une seconde échelle correspond au nuage de bulles. Ces bulles ont des diamètres de l'ordre de la dizaine de  $\mu\text{m}$  d'après les mesures de Kato et al. [68]. Dès que la pression augmente, elles implosent et génèrent des ondes de surpression, qui se propagent dans l'eau et viennent impacter la surface du matériau. Ces ondes impactent la paroi pendant une durée de 0.1-10  $\mu\text{s}$  sur une surface de quelques micromètres de diamètre. Le chargement à la paroi est de l'ordre de 0.1-1 GPa.

A cause de ces caractéristiques, ces pics de surpression sont capables d'endommager des matériaux très résistants tels que les aciers inoxydables.

### 1.3.2 Conséquences

La cavitation peut donc endommager les machines hydrauliques, comme par exemple dans la figure 1.5 dans (a) une pompe et (b) une turbine Francis.



(a) Dans une pompe. Source : Avellan [6]



(b) Dans une turbine Francis. Source : Brennen [14].

FIGURE 1.5 – Érosion de cavitation observée dans des machines hydrauliques.

Dans les deux cas, l'érosion peut être visible à l'œil nu dans les machines. Elle se manifeste par de petits trous à la surface de l'aube, générés par l'implosion des bulles de cavitation. Comme le montre la figure 1.5.(a), la zone fortement érodée (en bas) se situe au niveau de la fermeture de la poche attachée se développant au niveau du bord d'attaque

(en haut).

Par ailleurs, si la machine fonctionne très longtemps en régime cavitant, les aubes peuvent être complètement détruites par la cavitation et trouées, comme pour la turbine Francis de la figure 1.5.(b). Dans une machine hydraulique, plus complexe qu'un hydrofoil, comme une turbine Francis, différents types de cavitation peuvent apparaître suivant le point de fonctionnement, voir figure 1.3.(c) et (d), l'érosion observée n'est pas uniquement due à de la cavitation par poche.

## 1.4 Déroulement de la thèse

Cette thèse vise à mieux quantifier le risque d'érosion par cavitation. Les objectifs sont de :

- Fabriquer et développer des capteurs pour mesurer les pics de surpression dus à l'implosion des structures de vapeur.
- Proposer à partir des mesures une méthode pour estimer l'agressivité de l'écoulement cavitant.

Un état de l'art présente les approches expérimentales en érosion de cavitation dans le chapitre 2 et se compose de deux parties. Une première se concentre sur les mesures indirectes ou acoustiques et la seconde sur celles à la surface du matériau. Cette étude permet de sélectionner l'approche la plus appropriée pour atteindre les objectifs.

Pour développer et tester les capteurs, le dispositif d'essais doit permettre de générer de la cavitation par poche, de faciliter l'observation et l'instrumentation. Cette thèse utilise les moyens d'essais présentés dans le chapitre 3. Une partie du tunnel hydrodynamique du LEGI a été rénovée. Cette rénovation a été suivie afin de répondre aux nouveaux besoins de cette thèse. La section d'essais permet d'observer et d'analyser l'écoulement cavitant autour d'un hydrofoil avec l'aide d'une caméra rapide. Un programme, développé avec Labview, aide à régler le point de fonctionnement afin d'obtenir de la cavitation par poche oscillante.

Par ailleurs, cette thèse a utilisé la simulation numérique comme support pour les analyses physiques et la définition de la géométrie de l'hydrofoil étudié. Le code de calcul 2D instationnaire cavitant IZ, développé au sein du LEGI et appliqué dans cette étude, est présenté dans le chapitre 4. Les calculs effectués permettent d'analyser le comportement global et local de l'écoulement cavitant instationnaire autour de l'hydrofoil. Ils sont complémentaires aux informations expérimentales.

Comme la forme de l'hydrofoil n'est pas standard, il a fallu caractériser les écoulements cavitants dans la géométrie considérée et analyser l'influence des paramètres hydrodynamiques (vitesse de l'écoulement, nombre de cavitation, incidence de l'hydrofoil) sur la dynamique de la poche, la longueur maximale de la poche et la fréquence de lâchers. Le

chapitre 5 présente les analyses expérimentales et numériques de l'écoulement cavitant, ainsi que leurs comparaisons.

Une fois l'hydrofoil caractérisé, il a été instrumenté pour mesurer les pics de surpression à sa surface. Des capteurs ont été développés avec une interface électronique permettant une fréquence d'acquisition de plus de 10 MHz. Le chapitre 6 présente les étapes suivies pour obtenir des capteurs PVDF (polyvinylidène fluorure) et les mesures à la surface de l'hydrofoil. Le début du chapitre se concentre sur les réponses théorique et réelle d'un capteur PVDF. Une seconde partie se focalise sur la fabrication, le test, l'étalonnage et le montage des capteurs PVDF sur l'hydrofoil. La fin du chapitre présente comment les signaux obtenus par les capteurs sont traités pour obtenir les caractéristiques des pics de surpression.

A partir de ces mesures, une méthode est proposée pour définir une agressivité expérimentale. Par ailleurs, une agressivité est déterminée à partir des simulations numériques en utilisant un modèle développé précédemment au LEGI [42, 44, 48]. Le chapitre 7 présente les analyses des agressivités définies expérimentalement et numériquement. Ces deux approches permettent de localiser la zone la plus agressive à la surface de l'hydrofoil et d'étudier l'influence des paramètres hydrodynamiques sur l'amplitude de l'agressivité. Enfin, les résultats expérimentaux et numériques sont comparés.

Une conclusion vient rappeler les résultats importants de cette thèse et les perspectives à la suite de ce travail, dans le chapitre 8.

Des annexes, ajoutées à la fin de ce mémoire, contiennent des informations complémentaires et les publications préparées lors de cette thèse.





# Chapitre 2: Approches expérimentales en érosion de cavitation

## Sommaire

---

<b>2.1</b>	<b>Introduction</b>	<b>26</b>
<b>2.2</b>	<b>Mesures indirectes ou acoustiques</b>	<b>26</b>
2.2.1	Hydrophone	26
2.2.2	Émission acoustique	27
<b>2.3</b>	<b>Mesures à la surface du matériau</b>	<b>29</b>
2.3.1	Peinture/Revêtement	29
2.3.2	Essais de marquage	30
2.3.3	Perte de masse	32
2.3.4	Mesures de pression	33
<b>2.4</b>	<b>Conclusion</b>	<b>38</b>

---

## 2.1 Introduction

L'objectif de cet état de l'art est de présenter les approche expérimentales en érosion de cavitation en se basant sur un ou plusieurs articles et de faire ressortir les conclusions importantes sur chacun. Ces conclusions permettront de choisir la méthode la plus appropriée, pour étudier l'érosion de cavitation à la surface du profil de notre dispositif expérimental.

Ces méthodes se regroupent selon deux groupes. Les mesures indirectes, présentées dans la première partie de ce chapitre, consistent à étudier la propagation des ondes de pression générées par la cavitation, dans le fluide ou le solide. Les mesures locales, présentées dans la seconde partie du chapitre, utilisent de la peinture, des éprouvettes de matériau ou des capteurs de pression montés dans la zone la plus érosive, pour estimer l'agressivité de l'écoulement cavitant.

## 2.2 Mesures indirectes ou acoustiques

### 2.2.1 Hydrophone

Un hydrophone mesure les ondes de pression se propageant dans un liquide et les convertit en signaux électriques. La plupart des hydrophones sont piézo-électriques et sont composés d'une membrane se déformant lorsqu'elle est soumise à une pression. En fonction du matériau piézo-électrique utilisé, ces capteurs peuvent avoir une très bonne sensibilité et fréquence propre, de quelques MHz en utilisant du PVDF par exemple.

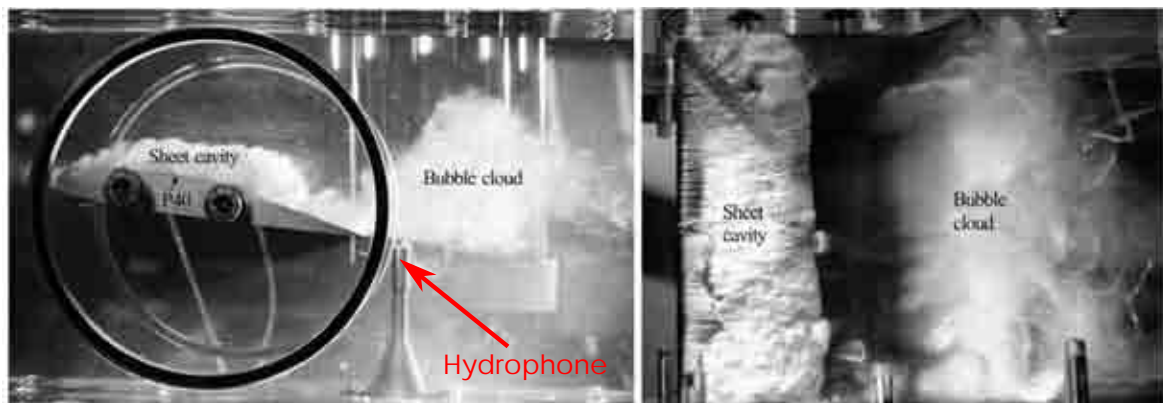


FIGURE 2.1 – Vue de coté (à gauche) et de dessus (à droite) d'un NACA2412 avec une cavitation par poche. L'écoulement se fait de la gauche vers la droite. (Source : Zima et al. [129] )

Des hydrophones ont été utilisés pour mesurer les fluctuations de pression dues à la cavitation partielle, pour un profil fixe (Zima et al. [129], Arndt et al. [2], Kawanami et al. [72]) et oscillant (Reisman et al. [111, 112]). Pour ces expériences, l'hydrophone était placé de manière à ne pas perturber l'écoulement cavitant.

Kawanami et al. [72] et Reisman et al. [111, 112] ont placé leurs hydrophones dans des boîtes remplies d'eau, fixées contre l'une des parois de la section d'essais. De par la fréquence d'échantillonnage de 143 kHz pour Reisman et al. [111] et 1 kHz pour Kawanami et al. [72], ces capteurs mesuraient correctement la fréquence de lâcher de la poche mais pas les pics de pression des structures générées par cette poche. Néanmoins [72, 111] ont noté que ce système de mesure à l'extérieur de la section d'essais dégrade le signal. Par conséquent, les mesures obtenues par des capteurs montés dans la section d'essais ou sur le profil sont bien plus riches en informations sur l'écoulement cavitant.

Ainsi, dans le dispositif de Zima et al. [129] présenté dans la figure 2.1, l'hydrophone est situé dans la section d'essais à 105 % de la corde du profil. Un support a été fabriqué pour le protéger de la cavitation et éviter les vibrations de la pointe lors d'essais à hautes vitesses. Des mesures ont été faites à 100 kHz. Mais l'hydrophone saturait à 130 bars rendant impossible son utilisation pour étudier les pics de pression associés à l'implosion des structures cavitantes.

Par ailleurs, Vogel et al. [125] et Müller et al. [94] ont mesuré avec des hydrophones l'onde de surpression générée par l'implosion d'une bulle de cavitation en proche paroi. Ils ont regardé l'influence de la distance entre la paroi et la bulle sur le signal observé par l'hydrophone. Müller et al. [94] ont mesuré simultanément l'onde de surpression avec un hydrophone et la force à la paroi avec un film PVDF. Leurs résultats ont montré l'importance d'avoir des mesures localisées et en paroi. En effet lorsque la bulle est très proche de la paroi, le collapsus est asphérique. Lorsque le micro-jet finit de traverser la bulle une onde de surpression est générée, se propage et est mesurée à la fois par le film PVDF et l'hydrophone. Mais le micro-jet continue sa course et vient impacter la surface du capteur PVDF. Cette contribution ne peut pas être mesurée par l'hydrophone et est non négligeable quand la bulle est très proche de la paroi, comme observé par Müller et al. [94].

### 2.2.2 Émission acoustique

La cavitation dans les turbomachines se produit souvent dans des zones où il est difficile ou très coûteux d'un point de vue industriel d'installer des capteurs. Pour palier à ce problème l'émission acoustique peut être utilisée, cette méthode de mesure s'intègre facilement sur des systèmes existants et une fréquence d'acquisition allant jusqu'à 1 MHz est possible. Lors de l'implosion d'une structure cavitante une onde de surpression est créée, se propage dans le milieu liquide et impacte la paroi solide de la machine. De cet impact une onde élastique se propage dans la machine puis dans le capteur d'émission acoustique. Un cristal piézoélectrique, situé dans le capteur, se déforme et crée à ses bornes un courant électrique mesuré par le système d'acquisition.

La figure 2.2 présente des applications de mesures acoustiques lors d'essais cavitants.

La figure 2.2.(a) est une photo du porte échantillon utilisé dans la boucle Prevero (décrite en détails par Franc [49]) servant à faire des mesures de marquage ou de perte

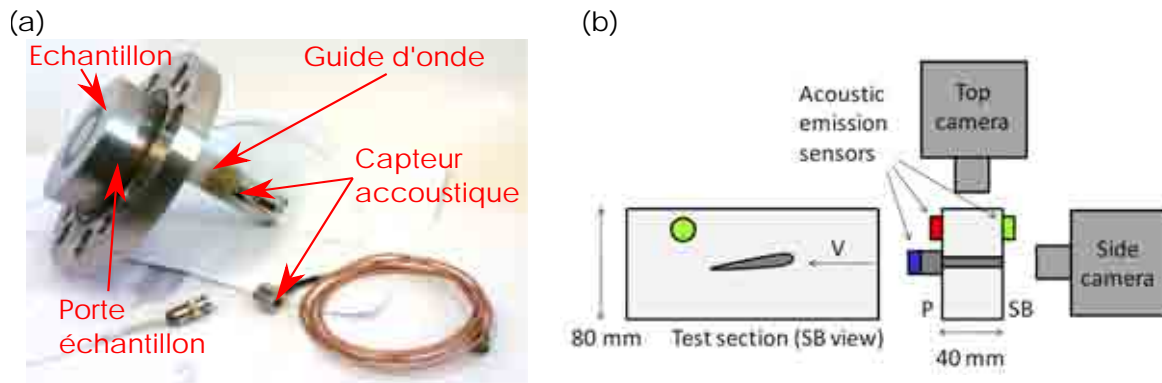


FIGURE 2.2 – (a) Montage d'un capteur d'émission acoustique sur un échantillon à tester dans la boucle d'essais d'érosion du LEGI. (b) Schéma du montage de capteurs d'émission acoustique sur la veine d'essais MARIN. (Sources : (a) M. Ylonen et (b) van Rijsbergen et al. [123])

de masse. Un jet à haute vitesse est produit par une buse de 16 mm de diamètre. Il est dévié à  $90^\circ$  par l'échantillon placé à 2.5 mm de la buse. Cette déviation brusque entraîne la formation d'une cavitation par poche responsable d'érosions. La boucle Prevero peut atteindre une pression maximale de 40 bars, soit une vitesse maximale au niveau de l'échantillon de 90 m/s permettant d'avoir des écoulements très agressifs. Un guide d'onde est vissé sur l'échantillon et transmet les ondes élastiques au capteur d'émission acoustique. Les objectifs de ce travail effectué en ce moment au sein du laboratoire par Markku Ylonen sont de :

- lier ces mesures à la forme et à la taille des indentations lors d'essais de marquage.
- détecter quand débute la perte de masse.

Dans les résultats de van Rijsbergen et al. [123] présentés par la suite, la section d'essais est rectangulaire (212 mm de long, 80 mm de haut et 40 mm de large) et permet une vitesse maximale de 35 m/s. Le nombre de cavitation peut être réglé entre 0.05 et 20. La figure 2.2.(b) est un schéma du dispositif expérimental de van Rijsbergen et al. [123] pour observer un écoulement cavitant dans la veine d'essais MARIN à une vitesse 17 m/s. Il se compose de :

- trois capteurs d'émission acoustique montés sur le support de l'hydrofoil et sur les deux cotés de la veine d'essais.
- deux caméras rapides pour observer l'écoulement depuis le coté et le dessus de la veine d'essais.

Van Rijsbergen et al. [123] ont enregistré à la même fréquence (50 kHz) les signaux acoustiques et les vidéos rapides. Ils ont ainsi lié les données acoustiques aux collapsus de structures cavitantes, permettant de distinguer et situer celles les plus susceptibles d'éroder le matériau.

Mais, il est impossible avec uniquement des mesures acoustiques de localiser l'impact à la surface du profil ou d'estimer la distance entre la structure et la paroi. Cette mesure donne seulement une idée relative de l'agressivité de l'écoulement cavitant.

Les auteurs précisent dans leur conclusion la nécessité de mener des expériences avec des capteurs, par exemple PVDF, montés sur le profil pour déterminer la localisation et la puissance des implosions.

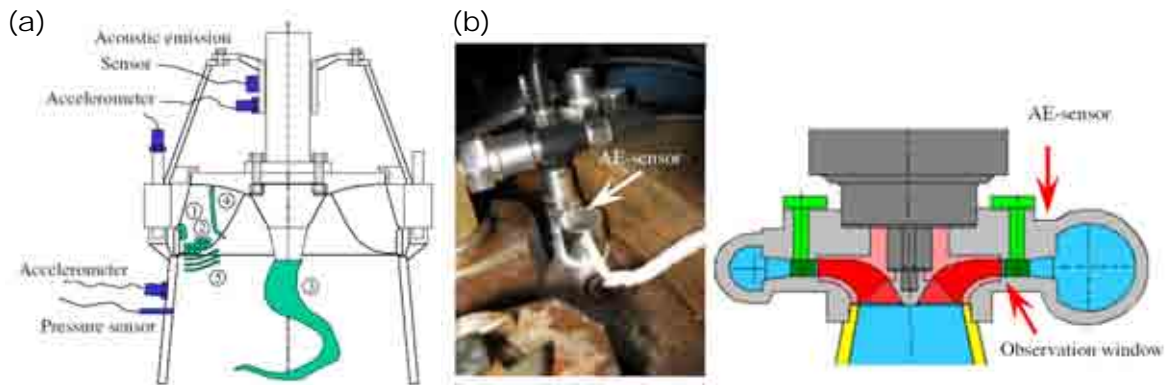


FIGURE 2.3 – (a) Schéma d'une turbine Francis montrant la position des différents capteurs. (b) Capteur d'émission acoustique sur la partie supérieure de la volute (à gauche) et vue en coupe de la turbine-pompe (à droite). (Sources : (a) Escaler et al. [36] et (b) Schmidt et al. [117]).

La figure 2.3 montre une application de cette méthode dans des cadres industriels. Les études de Escaler et al. [36] et Schmidt et al. [117, 118] aboutissent aux mêmes conclusions :

- Le point d'apparition de la cavitation est caractérisé par une augmentation drastique du contenu haute fréquence des signaux.
- Suivant le type de cavitation à observer le capteur d'émission acoustique doit être placé à différents endroits de la machine.
- Pour un écoulement plus agressif l'amplitude des signaux augmente mais la forme de la distribution fréquentielle reste la même.

Ainsi les mesures acoustiques sont très pratiques (faciles à installer sur de l'existant) et permettent de détecter l'apparition de la cavitation, d'étudier globalement une machine ou un système pour avoir une idée du type d'écoulement et de l'agressivité du point de fonctionnement.

Cependant à partir de mesures acoustiques, il n'y a pas encore de relation précise permettant de lier la mesure acoustique à la pression impactant le matériau. Par conséquent, il est difficile d'estimer un seuil au delà duquel la cavitation endommage la machine. Dans ces conditions et pour mieux comprendre le mécanisme lié à l'érosion de cavitation il est nécessaire d'effectuer des mesures directes, à la surface du matériau.

## 2.3 Mesures à la surface du matériau

### 2.3.1 Peinture/Revêtement

Dans le secteur naval, les coques des bateaux sont recouvertes de peinture pour les protéger de la corrosion et de la rouille. L'érosion de cavitation peut être observée sur

ces revêtements et pose de nombreux problèmes, en particulier au niveau du gouvernail. En effet cet élément du bateau est situé à l'aval du propulseur où peut se produire une cavitation de tourbillon marginal. Les structures cavitantes créées implosent à proximité du gouvernail et usent prématurément la pièce, comme observé par Moeny et al. [95] sur la figure 2.4.

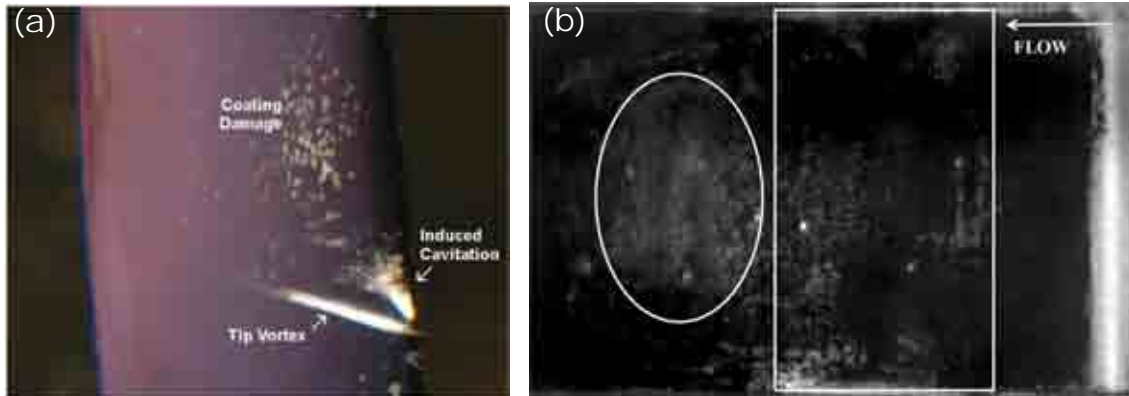


FIGURE 2.4 – (a) Vue d'une cavitation de tourbillon marginal sur un hydrofoil avec une cavitation induite au bord d'attaque et l'érosion en résultant. (b) Vue de dessus d'un NACA0015 peint soumis à un écoulement cavitant dans le tunnel MARIN. (Sources : (a) Moeny et al. [95] et (b) Van Rijsbergen et al. [123]).

Par conséquent certains auteurs comme Van Rijsbergen et al. [123] ont recouvert un profil NACA0015 d'une peinture noire, puis l'ont soumis à un écoulement cavitant. Après une heure d'essai ils ont observé, voir figure 2.4.(b), des traces d'érosion de cavitation et localisé les zones les plus sollicitées où la peinture a été détachée de l'hydrofoil.

Ainsi cette méthode très rapide et peu coûteuse fournit très rapidement des informations sur la localisation de l'érosion de cavitation. Par contre, il est impossible d'en estimer l'intensité.

### 2.3.2 Essais de marquage

Les essais de marquage, mis au point par Knapp et al. [74], sont utilisés pour faire des études en érosion de cavitation.

Une éprouvette de matériau est placée au niveau de la zone la plus agressive de l'écoulement cavitant. L'essai est de courte durée pour ne pas dépasser la période d'incubation, pendant laquelle l'érosion se manifeste par des trous bien individualisés sans perte sensible de masse. Le faible temps d'exposition permet de faire l'hypothèse que chaque indentation est le résultat d'un pic de pression dû à l'implosion d'une structure cavitante. L'échantillon est ensuite observé au microscope, comme sur la figure 2.5.(a), pour mesurer le diamètre, la profondeur et le volume de chacune des indentations.

De ces mesures un histogramme cumulé de la fréquence des pics en fonction du diamètre est tracé comme sur la figure 2.5.(b). Chaque point de l'histogramme cumulé

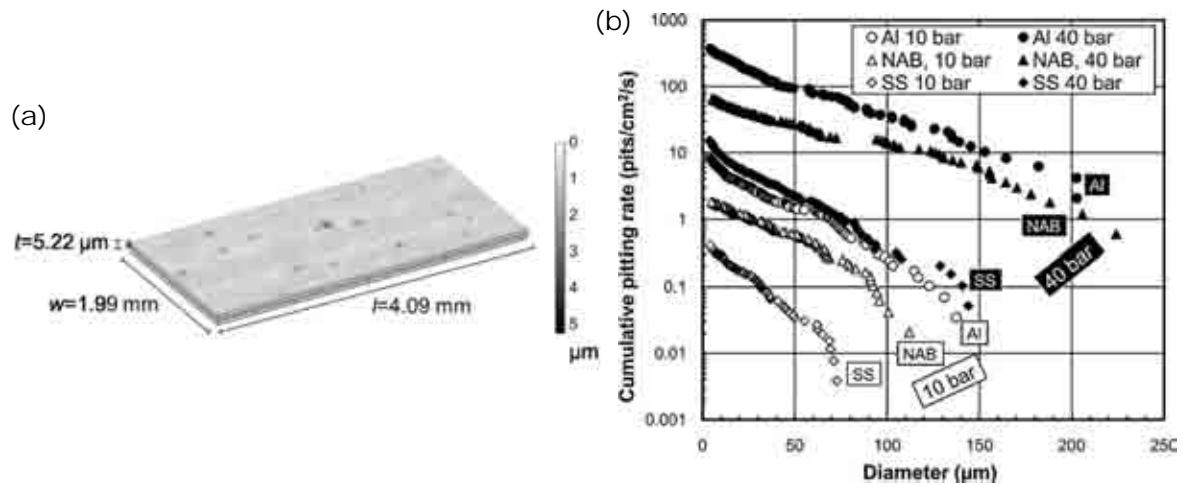


FIGURE 2.5 – (a) Essai de marquage réalisé dans la boucle d’essais d’érosion du LEGI. (b) Histogrammes cumulés de la fréquence des pics en fonction du diamètre pour différents matériaux. (source : (a) Carnelli et al. [18] et (b) Franc et al. [55]).

est le nombre d’indentations de diamètre inférieur à divisé par la surface et le temps d’exposition. Le même type de graphique peut être tracé pour la profondeur et le volume.

Les histogrammes cumulés visibles sur la figure 2.5.(b) suivent tous une loi exponentielle dépendant de deux paramètres quelque soit le matériau étudié. D’après Franc et al. [55], ils sont fortement dépendants de la vitesse et évoluent avec celle ci en suivant une loi puissance.

Par ailleurs, le changement de limite élastique d’un matériau à un autre n’est pas suffisant pour expliquer la différence entre les histogrammes cumulées. Il semble nécessaire de prendre en compte d’autres caractéristiques, comme le taux de déformation.

Cette première approche prenant en compte l’ensemble de l’échantillon est une bonne méthode pour faire ressortir l’impact des conditions hydrodynamiques de l’écoulement sur l’érosion de cavitation.

Des mesures de marquages ont permis d’observer la très forte influence de la vitesse de l’écoulement sur l’agressivité pour des échantillons testés :

- Dans la boucle EDF MODULAB, composé d’un diaphragme générant une cavitation par jet [47].
- Dans des tunnels hydrodynamiques : à l’EPFL sur un NACA65012 (Pereira et al. [103], Couty [27]) et à TUD sur un hydrofoil 2D (Lohrberg et al. [90]).

Les dépouillements ont été faits en utilisant une profilométrie laser 3D et le logiciel ADRESSE [42, 43, 47].

Avec le développement des caméras rapides, Petkovšek et Dular [104] ont développé un dispositif innovant pour observer qualitativement les structures de cavitation et le marquage simultanément, présenté dans la figure 2.6.

Un film d’aluminium, suffisamment mince pour être gravement endommagé par la cavitation en très peu de temps, a été collé avec un scotch double face sur un venturi



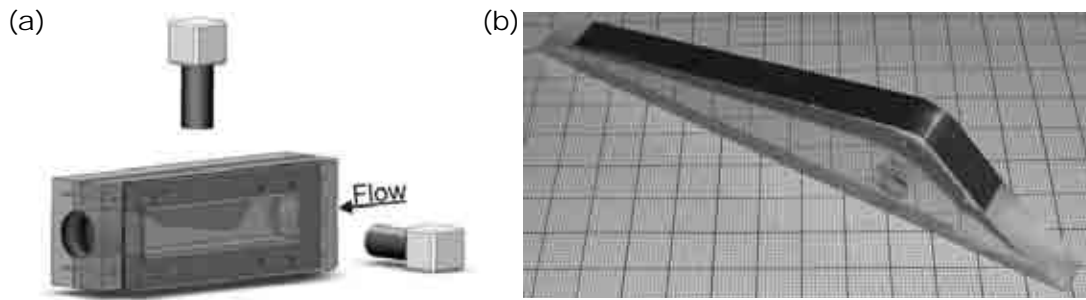


FIGURE 2.6 – Dispositif expérimental (a) utilisé pour étudier un écoulement cavitant sur un Venturi (b) en plexiglass sur lequel une feuille d'aluminium a été collée (source : Petkovšek et Dular [104]).

en plexiglass. Deux caméras rapides enregistrent simultanément la surface du film et les structures cavitantes.

Les conclusions importantes de Petkovšek et Dular [104] sont les suivantes :

- comme attendu l'implosion du nuage de bulles est responsable de l'endommagement. Aucune érosion n'a été constatée pendant les phases de croissance et de séparation de la poche.
- le volume du nuage de bulles ou sa distance à la paroi ont très peu d'influence sur la taille de la zone érodée.
- la forme du nuage lors de son implosion joue un rôle très important sur l'intensité de cavitation.
- la cascade énergétique expliquant le processus d'érosion de Fortes-Patella et al. [43, 44, 48] ou de Dular et al. [31] est validée par ces observations. D'autre part, ce type d'approche est en accord avec les mesures expérimentales d'Isselin et al. [65].

Il est aussi à noter que des travaux ont été faits pour déterminer les caractéristiques des pics de pression (amplitude, durée) à l'origine des indentations. A partir des déformations mesurées lors d'essai de marquage et d'une modélisation par éléments finis Fortes-Patella et al. [46], Roy et al. [115, 116] arrivent à calculer les ondes de pression à l'origine de celles-ci.

D'autre part, de nombreux travaux [20, 22, 41, 43, 44, 46, 102, 109, 114] ont été menés au sein du LEGI pour modéliser numériquement les interactions fluide/structure lors de la cavitation.

### 2.3.3 Perte de masse

Cette technique consiste à mesurer les dégâts causés par l'érosion de cavitation. Une éprouvette est placée à la paroi dans la zone la plus agressive de l'écoulement. Des pesées de l'échantillon sont effectuées régulièrement pour tracer l'évolution de la perte de masse en fonction du temps d'exposition.

En effet, en dehors de la période d'incubation (celle étudiée par les essais de marquage) la cavitation arrache de la matière au solide. La figure 2.7 montre quelques exemples

d'essais de perte de masse réalisés dans la boucle d'essais d'érosion de cavitation du LEGI (Prevero) présentée en détail par Franc [49].

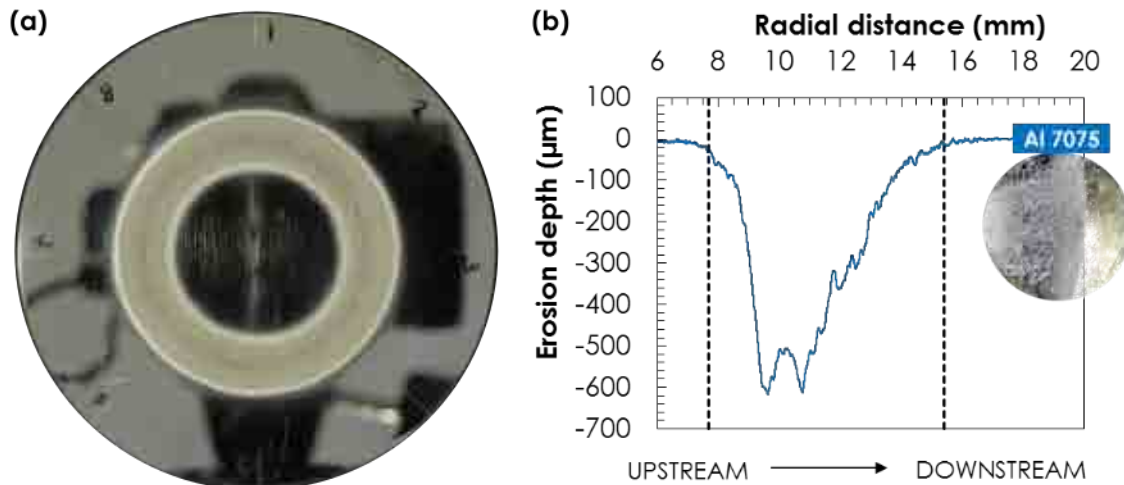


FIGURE 2.7– (a) Photo d'un échantillon d'acier inoxydable et (b) profil mesuré par un profilomètre mécanique d'un échantillon d'aluminium AL 7075 érodés dans la boucle d'essais d'érosion de cavitation du LEGI. (Sources : (a) M. Ylonen et (b) Kim et al., chapitre 5 [73])

La figure 2.7.(a) donne un aperçu classique d'échantillons érodés dans la section d'essais du LEGI. Il est érodé sur une couronne située dans la zone de fermeture de poche comme expliqué par Franc [49]. La figure 2.7.(b) permet de se rendre compte de l'importance de la perte de masse, la profondeur maximale de l'érosion est de 600  $\mu\text{m}$ .

Comme pour les essais de marquage les paramètres suivants ont une influence non négligeable sur le taux d'érosion :

- le nombre de cavitation joue sur la position de la zone de forte agressivité localisée à la fermeture de poche.
- pour un même matériau et nombre de cavitation, le taux d'érosion augmente fortement avec la vitesse.
- dans les mêmes conditions hydrodynamiques, le temps d'exposition pour atteindre la même profondeur maximale (comme sur la figure 2.7) change avec le matériau.

Des conclusions similaires ont été observées par Le Fur et David [81] sur une géométrie de type Venturi.

De plus, Choffat [22] et Fortes-Patella et al. [45] ont simulé numériquement la perte de masse et sont arrivés à obtenir des résultats très proches des mesures expérimentales de Le Fur et David [81] sur un Venturi ou de Simoneau et Archer [119] dans la boucle d'essai MODULAB d'EDE.

### 2.3.4 Mesures de pression

Les essais de marquage et de perte de masse sont des mesures utilisant le matériau comme un capteur. Mais, ils ne donnent pas d'information sur l'évolution en temps réel

de la pression à la surface du matériau. L'observation de l'érosion de cavitation par des capteurs est difficile. Pour rappel, les ondes de surpression à l'origine de l'érosion impacte le matériau sur une surface de quelques micromètres de diamètre pendant une durée de 0.1 à 10  $\mu$ s avec une amplitude de 0.1 à 1 GPa. Néanmoins, des études placent des capteurs de pressions dans les zones de forte sollicitation.

#### **2.3.4.1 Capteurs piézocéramiques**

En 1993, Le et al. [80] ont instrumenté un profil plan-convexe avec 9 capteurs piézocéramiques séparés de 5 mm entre 36 et 49 % de la corde. Leurs mesures montrent l'influence de la vitesse de l'écoulement, du nombre de cavitation et de l'incidence sur les mesures d'agressivité de cavitation. D'autre part, ces mesures ont apporté une validation pour les lois de similitudes en Strouhal proposées par Lecoffre [85].

Franc et al. [54], voir figure 2.8.(a) ont monté un capteur de pression piézocéramique sur un échantillon testé dans la boucle d'érosion de cavitation du LEGI (Prevero).

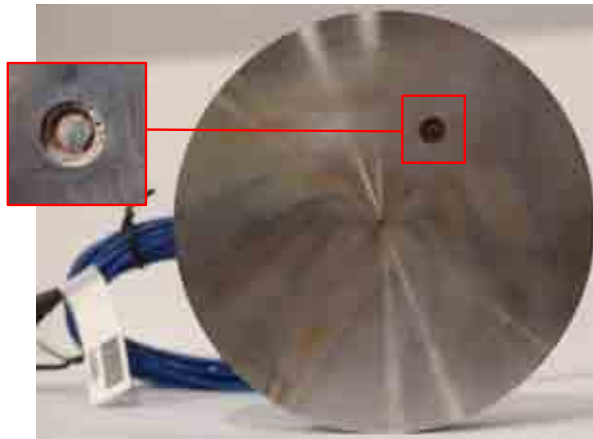


FIGURE 2.8 – Photo d'un capteur de pression piézocéramique monté sur un échantillon testé dans la boucle d'érosion du LEGI. (Source : Franc et al. [54])

Les résultats obtenus sont prometteurs et comparables qualitativement à ceux obtenus lors d'essais de marquage. Les histogrammes cumulés de la fréquence des pics en fonction de la force suivent une loi exponentielle avec 2 paramètres dépendant de la vitesse de l'écoulement.

Malgré un temps d'essai très court (quelques minutes) le capteur, visible sur le zoom de la figure 2.8.(a), a été déformé à cause des implosions mais sa réponse n'en a pas été modifiée. Cependant, la fréquence de résonance de 250-300 kHz est trop faible par rapport au contenu fréquentiel du signal et pour mesurer les caractéristiques des pics de pression. Par conséquent, ce capteur n'est pas un choix optimal pour un écoulement cavitant.

Des capteurs PVDF, avec une bonne résistance mécanique et une fréquence de résonance supérieure, peuvent être une bonne solution pour contourner ces problèmes.

### 2.3.4.2 Capteurs PVDF

#### Implosion d'une bulle en proche paroi

Des capteurs PVDF ont été utilisés pour mesurer le signal de pression dû au collapsus d'une bulle de cavitation à la surface d'un solide [65, 126, 127].

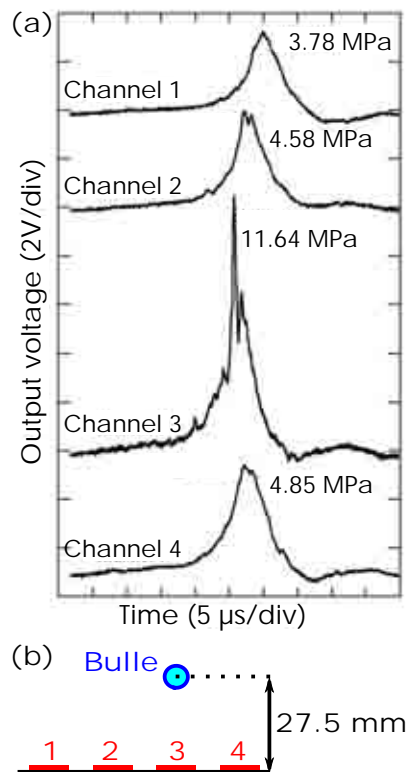


FIGURE 2.9 – (a) Signaux reçus par les capteurs lors du premier collapsus de la bulle de cavitation. (b) Position de la bulle par rapport aux capteurs. (Source : (a) Wang et al. [127])

Wang et al. [127] ont en particulier développé une matrice de capteurs et l'ont collée à la surface de la chambre de test. La figure 2.9.(a) montre les extraits des signaux de pression mesurés simultanément par les capteurs avec une fréquence d'échantillonnage de 1.25 MHz par voie.

Une décharge électrique génère une bulle de cavitation au dessus du capteur 3 dont le centre est situé à 27.5 mm de la paroi, voir figure 2.9.(b). Elle implose et crée une onde de surpression, qui se propage, atteint en premier le capteur 3, puis 2 et 4 et enfin 1. Comme attendu, l'amplitude est maximale sur le capteur 3 et décroît en s'en éloignant.

Ainsi, en utilisant une matrice de capteurs et une fréquence d'échantillonnage suffisamment élevée il est possible de mesurer précisément l'onde de pression reçue par la paroi et ses caractéristiques (amplitude, durée) en plusieurs points lors du collapsus d'une bulle. Les capteurs ont été étalonnés avec un tube à choc. Cependant, les auteurs signalent que pour avoir des mesures plus précises il serait nécessaire de fabriquer une matrice de capteurs de surface sensible plus petite que la surface d'impact, ie quelques µm de largeur.

### Implosion d'un nuage de bulles

Dans des géométries et des écoulements plus complexes une cavitation par poche se développe et génère un nuage de bulles, voir section 1.2.2 du chapitre 1. Celui-ci est identifié par la communauté scientifique et industrielle comme à l'origine des vibrations et de l'érosion de cavitation observée dans les machines hydrauliques [4, 7, 12, 12, 34, 35, 37, 37, 39, 71, 76, 103].

Pour l'étudier de nombreux auteurs ont instrumenté des dispositifs cavitants avec des capteurs PVDF :

- sur un convergent-divergent dans une boucle au mercure [99].
- sur un jet cavitant [96].
- sur un divergent radial [63].
- sur un venturi [30].
- sur un hydrofoil [2, 3, 76, 130]
- sur une pompe axiale au niveau des redresseurs amont [100].

Cette liste n'est pas exhaustive et seulement quelques un de ces articles vont être présentés par la suite.

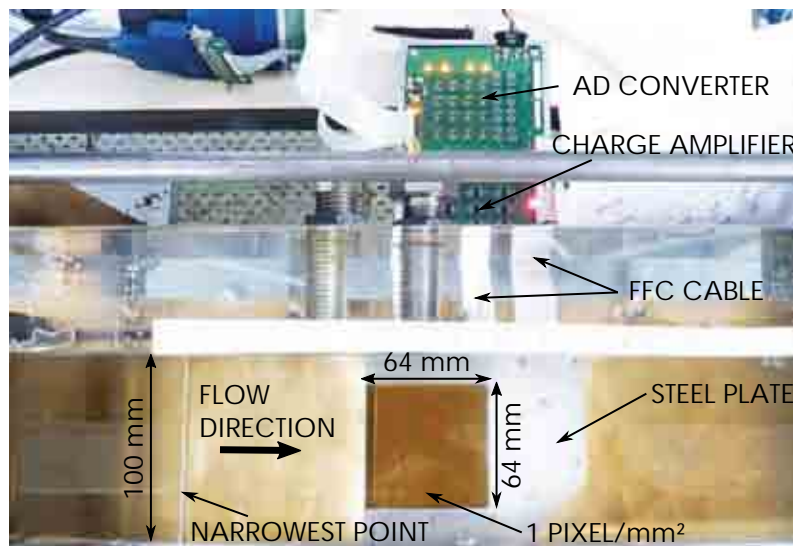


FIGURE 2.10 – Vue de dessus d'un venturi équipé d'une matrice de capteurs PVDF dans la zone où le nuage implose. (Source : Dimitrov et al. [30])

La figure 2.10 montre un venturi instrumenté avec une matrice de capteurs PVDF. Dimitrov et al. [30] ont fabriqué une matrice de capteurs avec des circuits imprimés flexibles. Sur un premier circuit les "lignes" sont tracées et sur le second ce sont les "colonnes". Le PVDF est pris en sandwich entre ces deux circuits, l'intersection entre une ligne et une colonne donne une zone sensible pouvant être de  $50 \times 50 \mu\text{m}$  minimum. Le contact entre les différentes parties est assuré en faisant le vide.

En tout,  $32 \times 32 = 1024$  capteurs avec une surface active de  $1 \text{ mm}^2$  sont montés sur la plaque du venturi de la figure 2.10. La charge générée de chaque côté du capteur piézo

électrique est amplifiée. Deux cartes d'acquisition de 32 voies acquièrent le signal amplifié à une fréquence maximale d'acquisition de 66 kHz. En faisant la moyenne de toutes les contributions de pression mesurées par chaque capteur sur le temps d'essai, Dimitrov et al. [30] sont parvenus à localiser les zones de forte agressivité et les ont validées avec des essais de marquage.

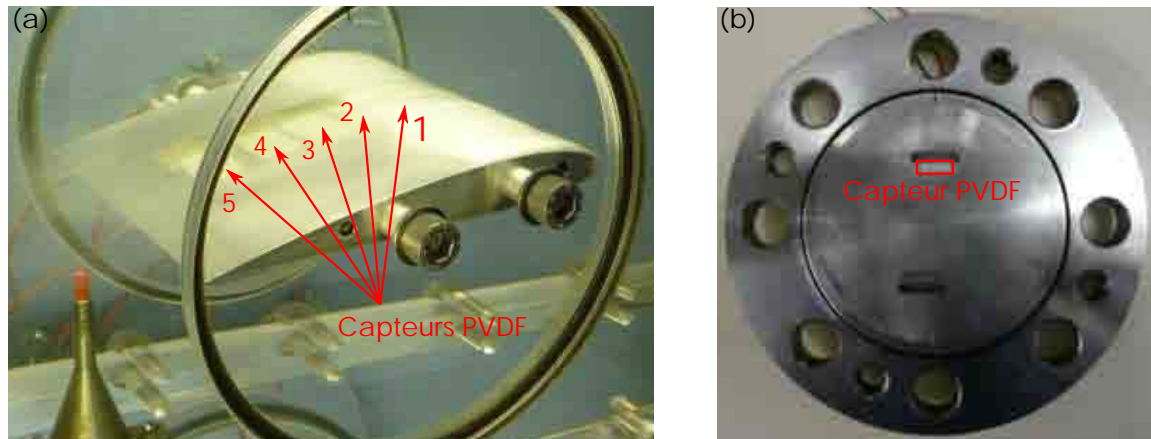


FIGURE 2.11 – (a) NACA2412 instrumenté avec des capteurs PVDF. (b) Capteur PVDF monté sur un échantillon testé dans la boucle d'érosion du LEGI. (Sources : Zima et al. [130] et Hujer et al. [63]).

Récemment Zima et al. [130] ont fait des mesures dans un écoulement cavitant avec des capteurs PVDF, voir figure 2.11.(a). Un logement a été aménagé dans le profil dans lequel 5 capteurs du commerce (DT1-028K - Measurement specialties) ont été collés. Ils font une taille de 15x30 mm. Leurs surfaces ont été protégées par une fine couche de résine transparente.

Les signaux de pression ont été acquis à une fréquence de 100 kHz. Le bruit et les pics de pression générés par l'implosion des structures composant le nuage ont été séparés par traitement du signal. Comme attendu pour une cavitation partielle, le capteur 5, situé dans la zone de fermeture, a été le plus sollicité.

Ces deux derniers articles sont très proches de cette thèse et font ressortir les difficultés quant à l'utilisation de capteurs PVDF pour observer la cavitation.

Il est possible d'obtenir des capteurs PVDF plus proches de la taille d'impact, d'une surface carrée de  $0.05 \times 0.05 = 0.0025 \text{ mm}^2$ , mais le système d'acquisition et la méthode de fabrication sont plus complexes [30].

D'autre part, il est nécessaire d'avoir une fréquence d'échantillonnage la plus haute possible (supérieure au MHz) pour :

- observer des pics ayant une durée d'implosion la plus petite possible.
- obtenir le plus précisément possible les caractéristiques de chaque pic : durée et amplitude.

La figure 2.11.(b) montre le montage de Hujer et al. [63] testé dans la boucle d'érosion Prevero. Le capteur PVDF fait une taille de 12x5 mm et est monté dans la zone la plus érosive de l'écoulement. Les premières mesures de Hujer et al. [63] ont conforté l'idée

que les capteurs PVDF peuvent être utilisés pour des mesures en écoulement cavitant et ce même dans des conditions très érosives. Les histogrammes cumulés sont eux aussi dépendants de la vitesse. Pour une amplitude de pic fixée, la fréquence des pics augmente avec la vitesse. Ces observations sont en accord avec les essais de marquage présentés dans la section 2.3.2.

## **2.4 Conclusion**

Cet état de l'art, non exhaustif, fait ressortir la difficulté d'obtenir des mesures en érosion de cavitation.

Les mesures acoustiques permettent de repérer l'apparition de la cavitation, mais pas encore de les lier à une pression à la surface du matériau. Les mesures locales (marquages, perte de masse, pression...) apportent beaucoup plus d'informations sur l'agressivité d'un écoulement cavitant. Elles sont, en revanche, difficiles à mettre en œuvre dans des géométries complexes ou des machines déjà installées.

La mesure des caractéristiques des pics de surpression nécessitent d'utiliser des capteurs rapides (fréquence de résonance  $\geq 10$  MHz), petits (surface  $\leq \mu\text{m}^2$ ) et résistants (module d'Young  $\gg 1$  MPa), comme les capteurs à base de PVDF. À partir de ce type de capteurs, quelques auteurs obtiennent des mesures locales et instantanées des fluctuations de pression dues à la cavitation à la surface d'un Venturi (Dimitrov et al. [30]), d'un hydrofoil (Zima et al. [130]). Néanmoins, la fréquence d'acquisition est encore trop faible, pas plus de 0.1 MHz, pour mesurer les pics de surpression générés par la cavitation. Des mesures récentes effectuées au LEGI par Hujer et al. [63] prouvent qu'un capteur PVDF peut être utilisé dans un écoulement très érosif à une fréquence d'acquisition de 50 MHz. Cette revue bibliographique montre bien qu'il est nécessaire pour mieux estimer l'agressivité d'un écoulement cavitant, de faire des mesures locales, si possible sur une zone en l'instrumentant avec plusieurs capteurs et à haute fréquence, à plus de 1 MHz par exemple. Les mesures de pics de pression sont particulièrement adaptées à l'estimation de l'agressivité d'un écoulement cavitant lorsque la vitesse d'écoulement est insuffisante pour que la cavitation endommage les parois, comme c'est le cas dans le tunnel à cavitation du LEGI.

Le dispositif d'essai utilisé pendant la thèse, présenté dans le chapitre 3, est équipé d'une matrice de huit capteurs PVDF, afin d'avoir des mesures instantanées et localisées le long de la corde du profil des fluctuations de pression générées par la cavitation. Le chapitre 6 apporte plus de détails sur les capteurs PVDF fabriqués lors de la thèse et sur les mesures effectuées à une fréquence d'acquisition de 10 MHz.

# Chapitre 3: Moyens expérimentaux

## Sommaire

---

<b>3.1 Introduction</b> . . . . .	<b>40</b>
<b>3.2 Présentation globale de la boucle d'essais</b> . . . . .	<b>40</b>
3.2.1 Tunnel hydrodynamique . . . . .	40
3.2.2 Veine n°1 . . . . .	41
<b>3.3 Section d'essais</b> . . . . .	<b>42</b>
3.3.1 Description . . . . .	42
3.3.2 Géométrie du profil . . . . .	43
3.3.3 Montage du profil . . . . .	44
<b>3.4 Réglage d'un point de fonctionnement</b> . . . . .	<b>47</b>
3.4.1 Moyens de mesure . . . . .	47
3.4.2 Pilotage de la veine . . . . .	48
3.4.3 Détermination d'un point de fonctionnement . . . . .	49

---



## 3.1 Introduction

L'ensemble des essais sont réalisés dans le tunnel hydrodynamique du LEGI, en parti rénové pour répondre aux nouveaux besoins de cette thèse.

Ce chapitre présente comment ce dispositif d'essais permet de régler les paramètres clefs de la cavitation (vitesse de l'écoulement, nombre de cavitation, incidence), d'observer par caméra rapide l'écoulement cavitant, mais aussi, de mesurer les fluctuations de pression (générées par la cavitation) à la surface du profil.

La première partie de ce chapitre explique le rôle de chacun des éléments composant la boucle d'essais du LEGI.

La seconde partie se concentre sur la section d'essais, la décrit et explique comment l'écoulement cavitant est observé. Elle présente ensuite, les profils (plein ou instrumenté) montés lors des essais, ainsi que l'interface mécanique entre le moteur et le profil.

Enfin, la dernière partie présente les moyens de mesure, l'asservissement et le pilotage de la veine, qui permettent de régler un point de fonctionnement.

## 3.2 Présentation globale de la boucle d'essais

### 3.2.1 Tunnel hydrodynamique

Le tunnel hydrodynamique du LEGI a été construit en 1968 et comprenait à l'origine une seule veine d'essais pour la cavitation, la veine n°1. En 1975 une seconde veine à surface libre a été ajoutée en parallèle de la première pour pouvoir faire des études sur les écoulements cavitants ou ventilés à surface libre. Elle a été transformée en 2004 en une veine d'essais pour modèle réduit d'hydroliennes. L'une ou l'autre peuvent être alimentées en tournant le coude, n°1 sur la figure 3.1.

La figure 3.1 présente les principaux éléments du tunnel hydrodynamique du LEGI et de la veine n°1 utilisée pendant cette thèse. La veine n°2 est présentée en détail dans la thèse de Vivien AUMELAS [5].

Ce tunnel est alimenté par un groupe moteur pompe de 165 kW délivrant un débit maximum de 650 l/s, mesuré par un débitmètre à hélice (diamètre  $\Phi$  500, 4 pales).

Un état de nucléation stable pendant un essai est assuré par :

- Les pré-cuve et cuve aval : les bulles les plus grosses (d'un diamètre supérieur à 100  $\mu\text{m}$ ) sont séparées par décantation.
- Les résorbeurs : le temps de séjour des bulles est suffisamment long pour que les plus petites se résorbent avant la veine d'essais.

Les résorbeurs jouent aussi le rôle d'échangeur thermique et maintiennent une température de l'eau constante lors d'un essai.

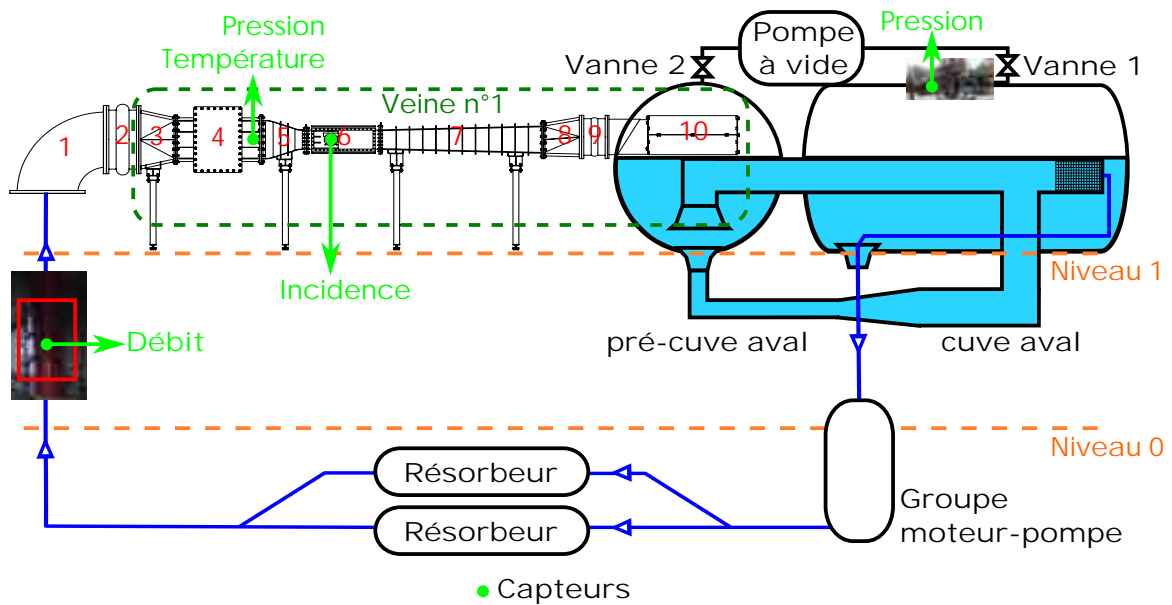


FIGURE 3.1 – Vue d'ensemble du tunnel hydrodynamique du LEGI

La pompe à vide permet de diminuer la pression en dessous de la pression atmosphérique dans la pré-cuve aval et la cuve aval, afin de régler le nombre de cavitation dans la section d'essais.

### 3.2.2 Veine n°1

La veine n°1 présentée dans la figure 3.2 a été en grande partie rénovée lors de cette thèse.

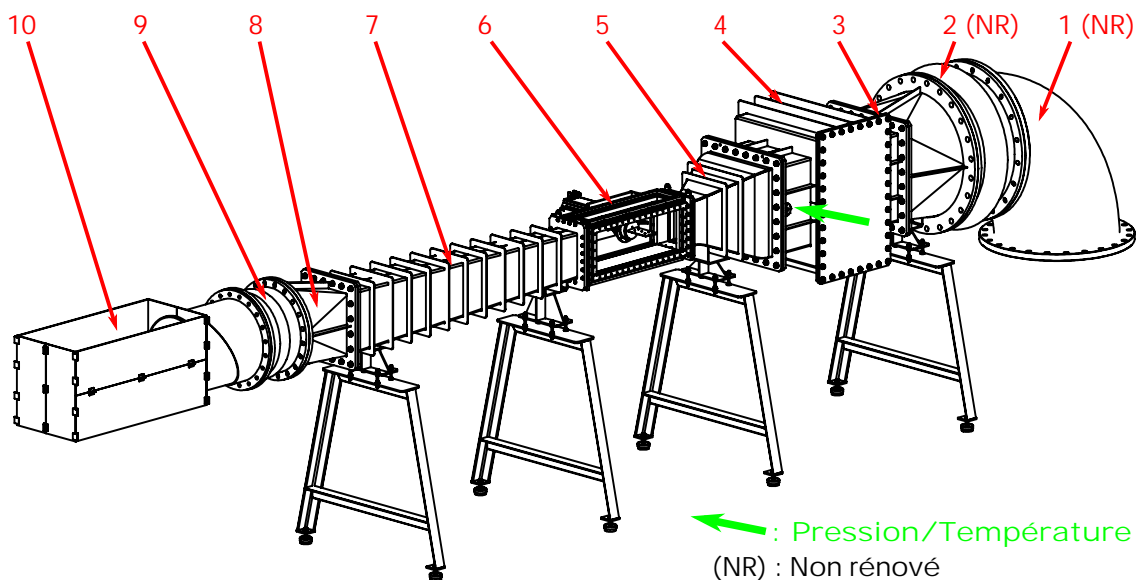


FIGURE 3.2 – Vue 3D de la veine n°1

Elle se compose de :

1. Coude à ailettes DN800, évitant un écoulement trop turbulent en sortie.

2. et 9. Manchons compensateurs, respectivement DN800 et DN500, permettant de reprendre certains problèmes d'alignement et limitant les efforts sur l'ensemble.
  3. Convergent passant d'une section ronde DN800 à une section carrée 560x560 mm
  4. Section carrée 560x560 mm avec un logement aménagé pour installer :
    - Un nid d'abeille : homogénéisant l'écoulement.
    - Des injecteurs de germes Multylec :
      - Générant une nappe uniforme de bulles pour faire des mesures PIV
      - Changeant la concentration de nuclei et donc le type de cavitation en aval
- Dans cette même section, 2 bossages permettent de fixer un capteur de température et de pression à l'amont du convergent.
5. Convergent de 560x560 mm à 175x280 mm, améliorant la distribution de vitesse en entrée de la veine d'essais.
  6. Section d'essais de section 175x280 mm et de longueur 1 m, présentée plus en détail dans la partie suivante.
  7. Divergent réduisant les pertes de charge dans le tunnel, augmentant la pression dans la pré-cuve aval et la cuve aval. Il diverge à 3° selon la verticale et 4° selon l'horizontale.
  8. Divergent 327x395 mm à DN500.
  9. Déversoir : cette pièce est indispensable pour garder la veine en charge lors de son fonctionnement étant donné que le niveau d'eau dans les cuves est en dessous du niveau de la veine. Cette pièce est un canal rectangulaire et fermé au bout, dont le fond est percé de trous dimensionnés pour éviter le dénoisement de la veine.

Seuls le coude à ailettes et le manchon compensateur DN800 n'ont pas été rénovés.

### 3.3 Section d'essais

#### 3.3.1 Description

La section d'essais, visible sur la figure 3.2, est un canal rectangulaire fermé par des hublots en plexiglass longs de 1 m et de section 175x280 mm. L'axe de rotation du profil, n°2 sur la figure 3.3, placé à mi-corde est colinéaire avec l'axe du moteur et situé à 330 mm de l'entrée de la section d'essais.

Le moteur, n°1 sur la figure 3.3, est un moteur brushless Kollmorgen (AKM74L) commandé par un variateur Kollmorgen (AKD-P02407) et équipé d'un codeur relatif, permettant de calculer en temps réel l'incidence du profil. Il a été dimensionné pour pouvoir mettre en incidence le profil, quelque soit la vitesse du fluide et le mouvement imposé (incidence rapide, oscillation périodique, etc...). Le couple maximal, le couple continu et la

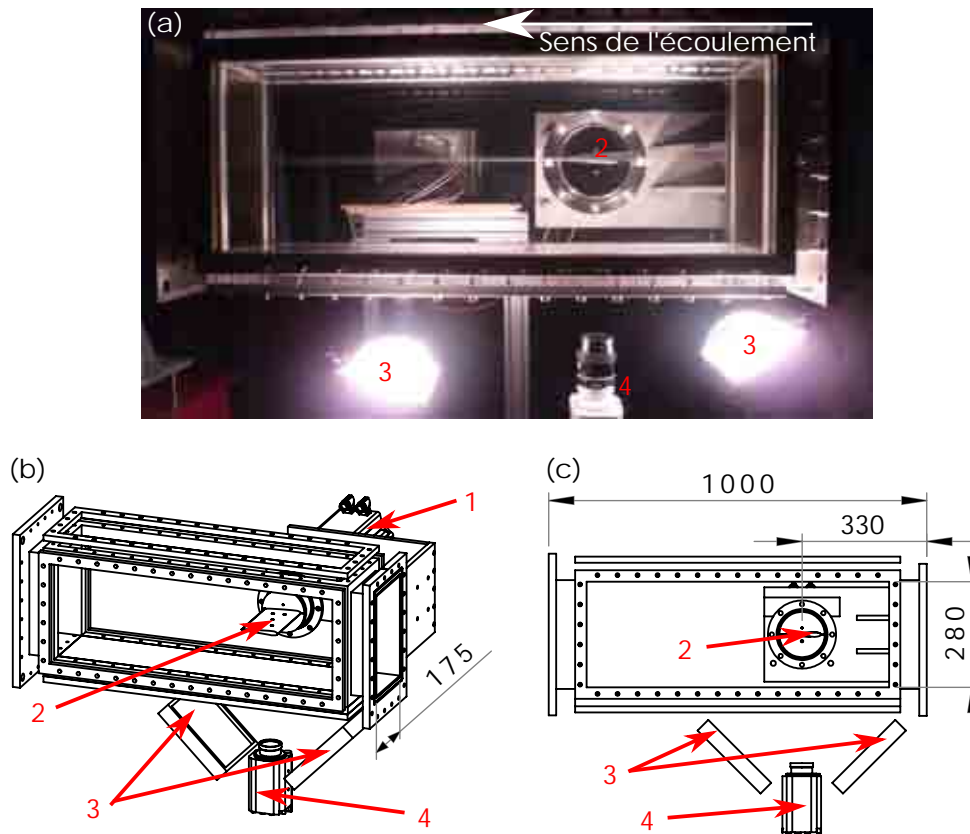


FIGURE 3.3 – Photo (a), vue 3D (b) et vue de face (c) de la section d'essais.

vitesse de rotation maximale sont respectivement de 143 N.m, 42.4 N.m et 6000 tr/min. Un frein magnétique permet le maintien d'une incidence fixe.

Les hublots en plexiglass permettent d'observer l'écoulement cavitant autour du profil dans toutes les directions. Pour un angle d'incidence positif la cavitation par poche se développe sur le dessus du profil et pour une incidence négative sur le dessous du profil. Comme l'écoulement est en charge dans la section d'essais, pour un même angle négatif ou positif la même cavitation par poche sera observée.

Par simplicité, les visualisations ont été faites par dessous. Une caméra rapide, n°4 sur la figure 3.3 a été placée sous la section d'essais. Deux projecteurs, n°3 sur la figure 3.3, inclinés à 45° avec l'horizontale assurent un éclairage suffisant pour les vidéos rapides de l'écoulement cavitant. Une caméra MIRO C310 a été utilisée, prenant 3200 images par seconde avec une résolution de 1280x800 pixels. Les résultats de ces observations sont présentés dans les chapitres 5 et 7.

### 3.3.2 Géométrie du profil

Le choix de la forme du profil est basé sur les considérations suivantes. Une surface plane permet de tester différents types de capteurs, rigides ou flexibles. Cette forme de profil est propice à l'apparition de cavitation par poche oscillante. Enfin, l'écoulement cavitant doit être suffisamment agressif pour obtenir des mesures avec les capteurs sans

trop les endommager.

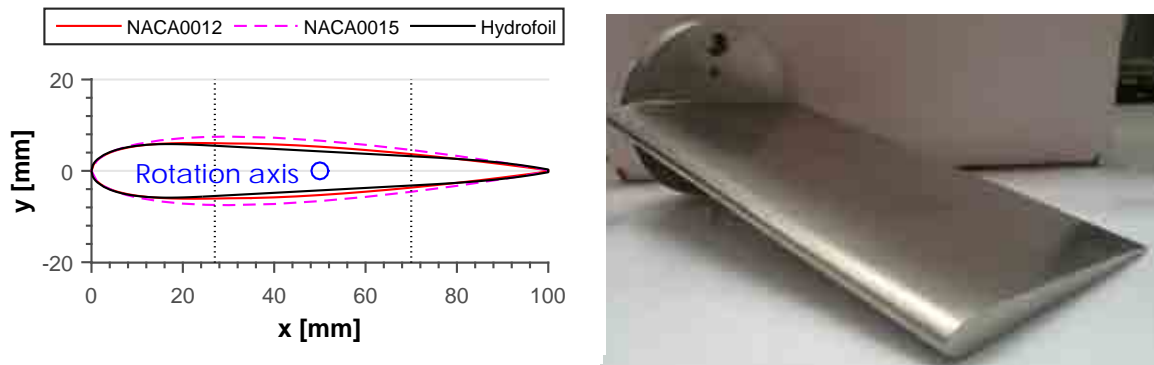


FIGURE 3.4 – Section du profil (à gauche), photo du profil plein (à droite)

Après une pré-étude numérique, voir Annexe B, la géométrie présentée sur la figure 3.4 était un bon compromis vis à vis des contraintes précédentes.

Ce profil, visible sur la figure 3.4 ou 3.5, est symétrique avec le même rayon de courbure en bord d'attaque que le NACA0015. Cette géométrie présente une surface plane entre 27 et 70 % de la corde. Pour éviter toute perturbation de l'écoulement au niveau du début et de la fin de la zone plane, une transition douce est assurée par la continuité de la première et de la seconde dérivée de  $y$  par rapport à  $x$ . La longueur de corde,  $c$ , est de 100 mm et l'épaisseur maximale est de 12 % de la longueur de corde  $c$ . L'axe de rotation est situé à la mi-corde. Une fois monté, ce profil occupe quasiment toute la largeur de la veine d'essais avec 0.5 mm entre le plexiglas et le bout du profil, soit une envergure de 179.5 mm.

La figure 3.5 montre le profil instrumenté se composant d'un profil creux et d'une pièce amovible. Un logement de 79x37x5.5 mm, usiné dans la partie plane du profil, laisse de la place pour la connectique des capteurs montés sur la plaque amovible, voir figure 6.21. Deux gorges de joints assurent l'étanchéité. Deux trous de 4,20 et 3,80 mm de diamètre permettent de faire sortir les fils des capteurs.

Pour maximiser la place à l'intérieur du profil, la plaque amovible est très fine (1,25 mm d'épaisseur), un renfort de 2 mm rigidifie l'ensemble. Pour accueillir le capteur, un lamage de 0.25 mm de profondeur et deux gorges de 2,5 mm de large sont faites dans la pièce amovible (c) dans la figure 3.5. Cinq fraisages (f1, f2, f3, f4 et f5) dans le profil permettent aux cinq vis à tête fraisée d'être affleurantes à la surface du profil pour éviter de perturber l'écoulement. Elles se vissent dans les plots taraudés (p1, p2, p3, p4 et p5) de la plaque amovible. Une fois serrées le jeu maximum entre le profil et la plaque est de 0.025 mm.

### 3.3.3 Montage du profil

La liaison entre le moteur et le profil se fait par une interface mécanique, visible en vue éclatée sur la figure 3.6.

Le profil est fixé avec deux vis M6 à l'arbre de transmission (en rouge sur la figure 3.6),

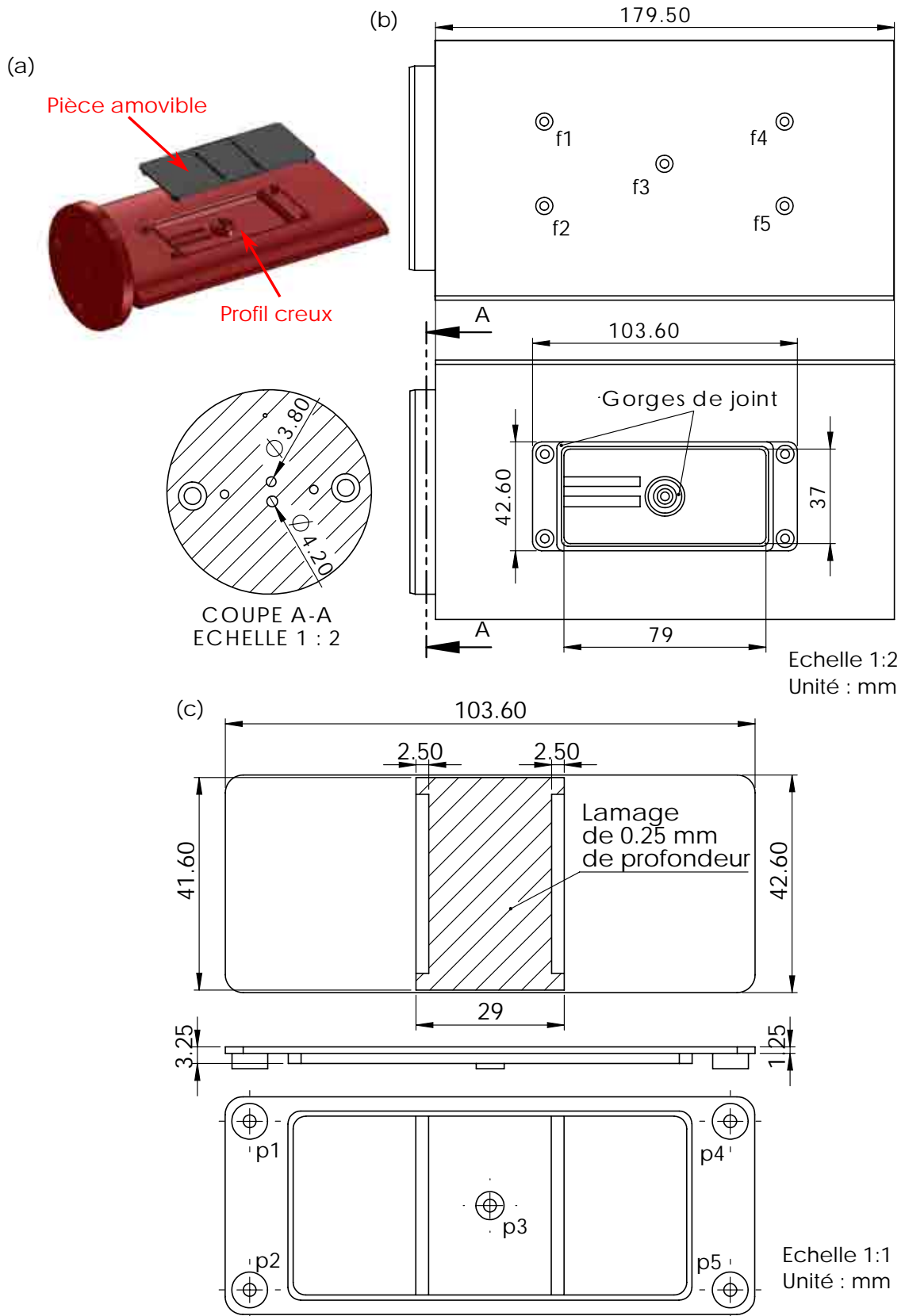


FIGURE 3.5 – (a) Vue éclatée du profil instrumenté. (b) Dessin technique du profil creux. (c) Dessin technique de la plaque amovible

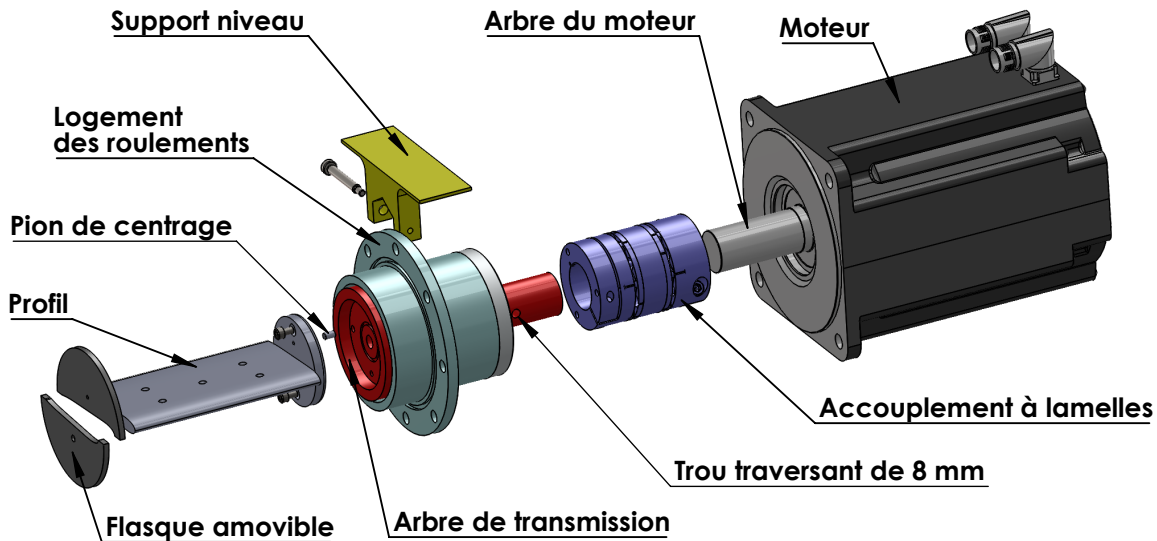


FIGURE 3.6 – Vue éclatée du montage entre le profil et le moteur

ces deux pièces sont concentriques et l'alignement se fait avec un pion de centrage.

L'arbre de transmission est guidé par deux roulements situés dans un logement vissé au hublot latéral arrière de la veine d'essais par huit vis M10. Ce montage assure d'avoir le profil et l'arbre de transmission perpendiculaires à l'axe de la veine d'essais.

Un trou traversant de 8 mm de diamètre a été percé dans l'arbre de transmission. Si le profil est horizontal, c'est à dire à  $0^\circ$  d'incidence, l'axe de ce trou est aussi horizontal. Sur ce trou un support pour un niveau de précision peut être monté pour vérifier que le profil est bien à  $0^\circ$  d'incidence et régler le 0 dans le logiciel commandant le moteur. D'autre part, l'arbre de transmission est creux pour pouvoir sortir les fils issus des capteurs montés sur le profil instrumenté.

Même si le moteur est lui aussi fixé à la veine d'essais par une équerre visible sur la figure 3.3, il peut y avoir un léger problème d'alignement entre l'arbre de transmission et le moteur. Il est repris en utilisant un accouplement à lamelles. De plus, cet accouplement est très rigide en torsion et transmet intégralement le couple fourni par le moteur à l'ensemble arbre amovible + profil.

L'étanchéité entre les pièces est assurée dans la plupart des cas par des joints toriques, sauf entre l'arbre de transmission et le logement des roulements où deux joints tournants ont été utilisés, l'un marchant en surpression et l'autre en dépression.

Des flasques amovibles se fixent de part et d'autre du profil et font en sorte que la base du profil soit affleurante au hublot.

Par la suite pour changer le profil, il faut enlever le hublot latéral avant puis les deux flasques amovibles et enfin démonter le profil de l'arbre de transmission. Il n'est pas nécessaire de toucher au reste de l'interface mécanique.

## 3.4 Réglage d'un point de fonctionnement

### 3.4.1 Moyens de mesure

Le tunnel hydrodynamique est équipé de quatre capteurs, la figure 3.1 les localise sur le tunnel hydrodynamique.



FIGURE 3.7 – Photos des capteurs de pression (à gauche) et de température (à droite) situés au niveau de la section carrée

Le débit dans le tunnel est mesuré par un débitmètre à hélice (diamètre  $\Phi = 500$  mm, 4 pales). Le débit minimal est de 70 l/s et celui maximal de 530 l/s, en dehors de cette gamme la réponse du capteur n'est pas linéaire. Lors de nos essais le débit varie entre 245 l/s et 530 l/s, dans cette plage de fonctionnement l'incertitude relative maximale sur le débit est de 1.2 % d'après le dernier étalonnage [19].

Deux capteurs de pression capacitifs de la marque Rosemount donnent la mesure statique de la pression absolue, avec une incertitude de  $\pm 0.07$  % de l'étendue de mesure fournie par le fabricant :

- A l'amont de la veine d'essais au niveau de la section carrée 560x560 mm (flèche verte sur l'élément 4 de la figure 3.2), entre 0 et 2.5 bar avec une incertitude de  $\pm 175$  Pa.
- A l'aval de la veine d'essais au niveau de la cuve aval, entre 0 et 1.5 bar avec une incertitude de  $\pm 105$  Pa.

Une sonde à résistance platine de marque Rosemount, placée à l'amont de la veine au niveau de la section carrée 560x560 mm (flèche verte sur l'élément 4 de la figure 3.2), fournit la température de l'eau. Elle est calibrée entre 0 et 50 °C, avec une incertitude de mesure fournie par le fabricant de  $\pm 0.1$  % de la plage de mesure, soit  $\pm 0.05$  °C.

En plus de ces capteurs, le moteur est équipé d'un codeur relatif mesurant la position du moteur et donc l'incidence du profil à 0.08° près.

Il est important de noter que la veine d'essais n°1 n'est pas équipée d'un système permettant de caractériser l'état de l'eau (teneur en air dissous et en germes).

Briançon-Marjollet et al. [15] observent que la concentration en nuclei a une très faible influence sur les limites d'apparition de la cavitation partielle. Une très forte concentration



de nuclei entraîne la formation de cavitation à bulles séparées. Mais, pour un même angle d'attaque, le nombre de cavitation d'apparition de la cavitation partielle est le même, quelle que soit la concentration en nuclei.

Néanmoins, Dular et al. [31, 34, 35], Flageul et al. [40] Fortes-Patella et al. [42] montrent que la concentration en air dissous a une très forte influence sur l'agressivité d'un écoulement. En effet, une forte concentration d'air dissous augmente la compressibilité de l'eau, ce qui entraîne un amortissement des ondes de surpressions et diminue l'agressivité de l'écoulement.

Avant chaque mesure l'installation fonctionne suffisamment longtemps pour atteindre l'équilibre thermodynamique entre l'air et l'eau et ainsi avoir le même état de l'eau pendant la durée d'un essai.

### 3.4.2 Pilotage de la veine

La figure 3.8 présente les dépendances entre les différents éléments de mesures et de contrôle du tunnel hydrodynamique.

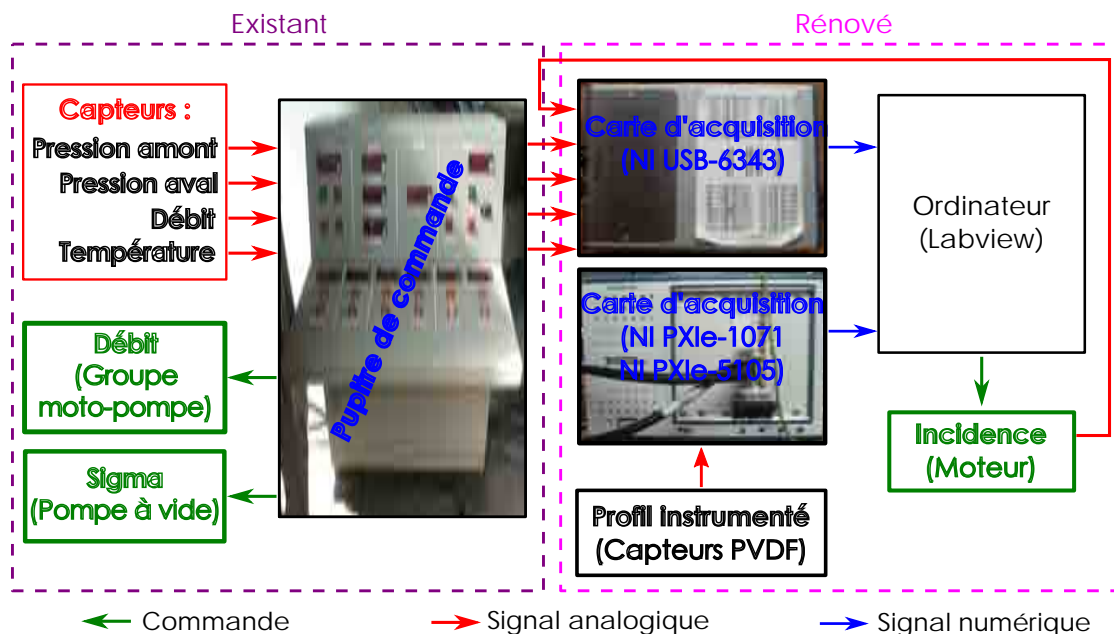


FIGURE 3.8 – Schéma de principe de l'asservissement de la veine

La veine d'essais est pilotée par un pupitre de commande. Celui-ci alimente les capteurs et affiche en temps réel la pression amont et aval, la température et le débit. Il contrôle la pompe du tunnel et les deux vannes reliées à la pompe à vide. Le moteur permettant de régler l'incidence du profil est uniquement contrôlé par l'ordinateur.

Les signaux en tension des capteurs de pression, de débit, de température et du variateur du moteur sont numérisés par l'intermédiaire d'une carte d'acquisition NI USB-6343 de fréquence maximale 500 kHz. Un programme Labview les convertit en grandeurs physiques, affiche l'incidence du profil et calcule en temps réel la vitesse et le nombre de

cavitation dans la section d'essais, d'après les formules de la section 3.4.3.

Les capteurs PVDF (présentés plus en détail dans le chapitre 6) sont connectés à une carte d'acquisition haute fréquence NI PXIe-5105, montée sur un châssis NI PXIe-1071. Huit voies peuvent être acquises en simultanément à une fréquence maximale de 60 MHz et une résolution de 12 bits. Elle est équipée d'un buffer de 512 MB et le châssis NI PXIe-1071 assure un transfert entre l'ordinateur et la carte de 3 Go/s maximum.

### 3.4.3 Détermination d'un point de fonctionnement

Un point de fonctionnement est défini par trois paramètres, l'incidence du profil  $i$ , la vitesse dans la veine d'essais  $V$  et le nombre de cavitation amont  $\sigma$ .

Le premier est mesuré par le codeur relatif du moteur, qui calcule l'incidence du profil à  $\pm 0.08^\circ$ .

Le second est estimé à partir du débit dans la veine d'essais par :

$$V = Q/S \text{ avec } S = 0.049 \text{ m}^2 \text{ la surface de la section d'essais.} \quad (3.1)$$

L'incertitude relative sur la vitesse est la même que pour le débitmètre et est de 1.2 %.

Le dernier, le nombre de cavitation amont est défini par :

$$\sigma = \frac{p_{amont} - p_v}{\frac{1}{2}\rho V^2} \quad (3.2)$$

A partir des incertitudes sur le capteur de pression et la vitesse, l'incertitude relative maximale sur le nombre de cavitation amont est estimée 3.5 %.

Pour calculer le nombre de cavitation à l'amont, il est nécessaire d'estimer :

- La masse volumique  $\rho$ , la viscosité dynamique  $\mu$  et la pression de vapeur saturante de l'eau  $p_v$  pour la température mesurée.
- La pression en amont  $p_{amont}$ , estimée à l'entrée de la section d'essais.

La pression ( $p_{carré}$ ) est mesurée au niveau de la section carrée. Le capteur de pression est monté sur le bossage indiqué par la flèche verte sur l'élément 4 de la figure 3.2. Il se situe à 720 mm de l'entrée de la section d'essais. La cellule de mesure du capteur se trouve 30 mm en dessous du niveau de l'axe de la veine (voir figure 3.7).

Par conséquent, pour obtenir celle en entrée de la section ( $p_{amont}$ ), le théorème de Bernoulli est appliqué entre ces deux points, les pertes de charge sont négligées :

$$p_{amont} + \frac{1}{2}\rho \left(\frac{Q}{S}\right)^2 + \rho g h_{amont} = p_{carré} + \frac{1}{2}\rho \left(\frac{Q}{S_{carré}}\right)^2 + \rho g h_{carré} \quad (3.3)$$

D'où :

$$p_{amont} = \frac{1}{2}\rho \left(\frac{Q}{S}\right)^2 \left[ \left(\frac{S}{S_{carré}}\right)^2 - 1 \right] + \rho g (h_{carré} - h_{amont}) \quad (3.4)$$

En utilisant l'expression 3.1 :

$$p_{amont} = \frac{1}{2}\rho V^2 \left[ \left(\frac{S}{S_{carré}}\right)^2 - 1 \right] - \rho g \Delta h + p_{carré} \quad (3.5)$$

avec  $\Delta h = h_{amont} - h_{carré} = 0.03 \text{ m}$

D'après la section 3.2.1, la pompe fournit un débit maximal de 650 l/s. Par conséquent, cela donne dans la section d'essais :

- Une vitesse maximale de  $V = 13 \text{ m/s}$  soit un  $Re = 1.3 \cdot 10^6$  basé sur un profil de corde de 100 mm.
- Un nombre de cavitation minimal de  $\sigma = 0.05$ .

Comme expliqué dans la section 3.4.1, le pupitre de commande affiche les pressions amont et aval, la température et le débit. Pour plus de facilité pour régler le point de fonctionnement, un programme Labview a été créé. L'interface complète est visible dans l'annexe D. Il affiche en temps réel les caractéristiques du point observé (nombre de cavitation, vitesse de l'écoulement, incidence), surlignées en jaune sur la figure 3.9.

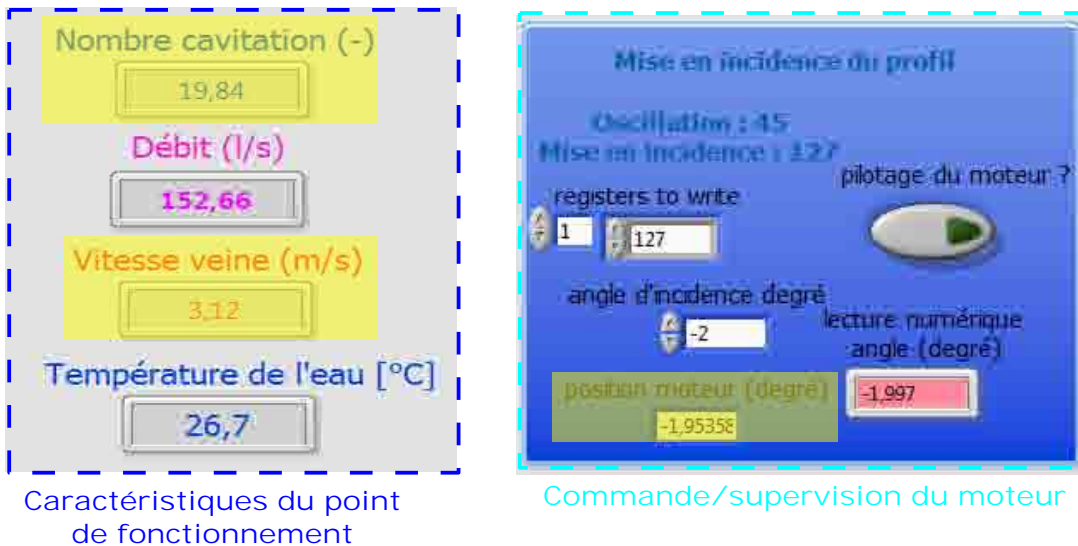


FIGURE 3.9 – Extrait de l'interface labview pour la supervision de la veine d'essais et du moteur

La procédure d'essai est la suivante. D'abord, la vitesse dans la veine d'essais est réglée en diminuant ou en augmentant la fréquence de rotation de la pompe, contrôlée par le pupitre de commande. Ensuite, la pompe à vide est allumée et en ouvrant ou fermant les vannes 1 et 2 situées sur la cuve et pré-cuve aval (voir figure 3.1), le nombre de cavitation dans la section d'essais est fixé à la valeur de consigne. Enfin, l'incidence du profil est imposée, en commandant le moteur par l'intermédiaire du programme Labview (encadré en bleu clair sur la figure 3.9).

# Chapitre 4: Moyens numériques

## Sommaire

---

<b>4.1 Introduction</b> . . . . .	<b>52</b>
<b>4.2 Modélisation numérique de l'écoulement dans IZ</b> . . . . .	<b>52</b>
4.2.1 Modèle homogène . . . . .	52
4.2.2 Equations résolues . . . . .	52
4.2.3 Loi barotrope . . . . .	53
4.2.4 Modèle de turbulence . . . . .	54
4.2.5 Loi de paroi . . . . .	55
4.2.6 Résolution numérique . . . . .	56
<b>4.3 Modélisation de l'hydrofoil</b> . . . . .	<b>56</b>
4.3.1 Maillage . . . . .	56
4.3.2 Conditions de calculs . . . . .	57
4.3.3 Détermination numérique du point de fonctionnement . . . . .	58

---

## 4.1 Introduction

Depuis de nombreuses années, les équipes du LEGI travaillent sur la simulation d'écoulements cavitants instationnaires. Ces travaux ont débuté en 1989 avec la thèse de Delannoy [28] et ont mené à une première approche pour simuler des écoulements cavitants instationnaires, Delannoy et Kueny [29]. Des améliorations successives, Charles [21], Reboud et al. [110], Coutier-Delgosha [23], ont conduit au développement, en partenariat avec le CNES, d'un code de calcul 2D instationnaire, appelé IZ. Ce code de calcul a été validé par de nombreuses études expérimentales pour un Venturi [25, 110], un hydrofoil [42, 88] et une cascade d'hydrofoils [91].

Cette thèse s'appuie sur les savoir-faire de l'équipe de recherche et se sert de ce code de calcul 2D instationnaire IZ, pour effectuer la simulation de l'écoulement cavitant autour du profil étudié. L'architecture des programmes utilisés pendant cette thèse pour simuler l'écoulement cavitant est visible dans l'annexe A.

Ce chapitre présente d'abord les différentes équations implémentées et résolues dans IZ. Ensuite, il explique comment un hydrofoil est modélisé avec IZ, quels sont le domaine de calcul et les conditions aux limites. Enfin, une dernière partie illustre comment un point de fonctionnement est déterminé numériquement et lesquels sont étudiés pendant cette thèse.

## 4.2 Modélisation numérique de l'écoulement dans IZ

### 4.2.1 Modèle homogène

L'écoulement diphasique est modélisé en utilisant une approche homogène. Le mélange liquide vapeur dans chaque maille est représenté par un mélange homogène de vitesse  $U$  et de masse volumique  $\rho$ . Cette masse volumique de mélange  $\rho$  s'exprime alors, comme une fonction du taux de vide  $\alpha$  avec la masse volumique du liquide  $\rho_l$  et la masse volumique de la vapeur  $\rho_v$  considérées constantes dans le mélange :

$$\rho = (1 - \alpha) \cdot \rho_l + \alpha \cdot \rho_v \Leftrightarrow \alpha = \frac{\rho_l - \rho}{\rho_l - \rho_v} \quad (4.1)$$

Avec :

- $\alpha = 0$  si liquide
- $\alpha = 1$  si vapeur

### 4.2.2 Equations résolues

Les équations de conservation de la masse et de Reynolds moyennées dans le temps sont résolues. Le fluide, ici l'eau froide, est considéré newtonien. Les effets thermiques

associés au changement de phase sont négligés et par conséquent l'équation de l'énergie n'est pas prise en compte. Les équations sont donc :

- Equation de conservation de la masse :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_i)}{\partial x_i} = 0 \text{ avec } i = 1, 2 \quad (4.2)$$

- Equation de conservation de la quantité de mouvement :

$$\frac{\partial(\rho u_i)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_i u_j)}{\partial x_j} = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left( 2\mu * D_{ji} - \frac{2}{3}\mu \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \delta_{ij} - \rho \overline{u'_i u'_j} \right) \quad (4.3)$$

$$\text{avec } D_{ij} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \text{ et } i = 1, 2$$

Ce système de trois équations possède cinq inconnues :

- Les deux composantes du vecteur vitesse :  $u_1$  et  $u_2$
- La pression du fluide :  $p$
- La masse volumique du mélange :  $\rho$
- Le tenseur de Reynolds, formé des termes de fluctuations de vitesse :  $\overline{\rho u'_i u'_j}$

Par conséquent, il est indispensable de modéliser le tenseur de Reynolds et d'introduire une loi d'état pour la masse volumique du mélange  $\rho$ . La fermeture du système est assurée par une loi barotrope proposée par Delannoy et Kueny [29].

### 4.2.3 Loi barotrope

La loi barotrope permet de relier directement la masse volumique  $\rho$  du mélange à la pression  $p$  du fluide. Ce modèle se compose de trois parties et évolue comme illustré sur la figure 4.1.

Dans les zones 1 et 3, le fluide est présent uniquement sous forme monophasique : vapeur à basse pression et liquide à haute pression. Dans les deux cas, la masse volumique est supposée indépendante de la pression. La zone 2 est la zone de transition vapeur/liquide. Dans cette zone la masse volumique  $\rho$  dépend de la pression  $p$  par une relation de type sinus centrée sur la pression de vapeur saturante  $p_v$  :

$$\rho = \frac{\rho_l + \rho_v}{2} + \frac{\rho_l - \rho_v}{2} \sin \left( \frac{p - p_v}{c_{min}^2} \frac{2}{\rho_l - \rho_v} \right) \quad (4.4)$$

avec  $c_{min}$  la célérité minimale du son dans le mélange.

Les changements de phases (condensation et vaporisation) sont pris en compte par cette loi barotrope de manière indirecte et sont contrôlés par la variable  $c_{min}$  qui lie la masse volumique à la pression en tout point du mélange.

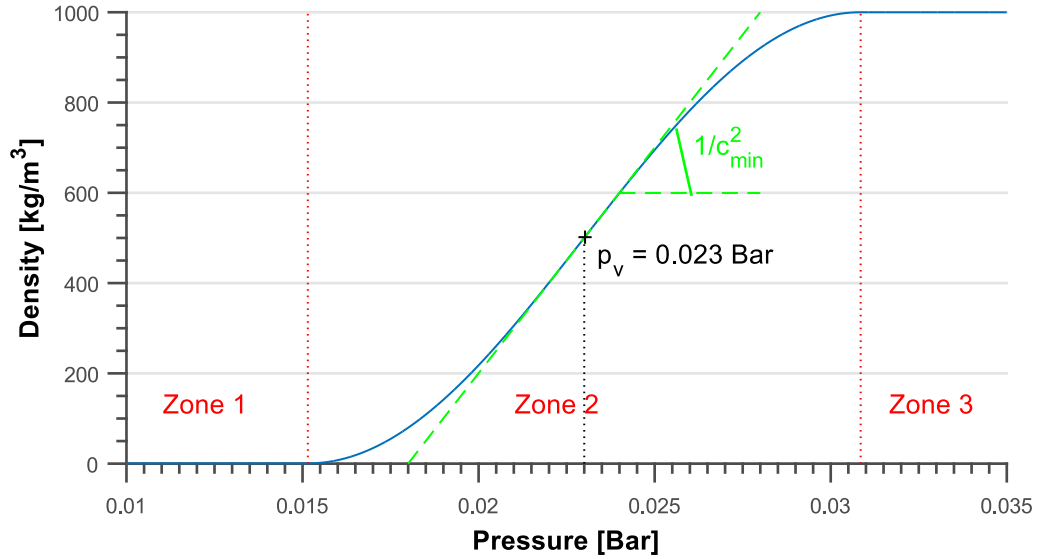


FIGURE 4.1 – Loi d'état barotrope  $\rho(p)$  d'après Delannoy et Kueny [29] pour un  $c_{\min} = 1 \text{ m/s}$  en eau froide.

#### 4.2.4 Modèle de turbulence

Au cours des années, de nombreux modèles de turbulence ont été implémentés et testés dans le code de calcul IZ. Il est à noter que lors d'études précédentes effectuées par Coutier-Delgosha et al. [25, 26], le modèle de turbulence de base k- $\epsilon$  RNG ne permettait pas d'obtenir des résultats numériques comparables aux mesures faites dans un venturi cavitant par Reboud et al. [110] et Stutz et Reboud [122]. En effet, le modèle standard k- $\epsilon$  RNG ne prend pas en compte les effets de la compressibilité du mélange sur la turbulence, surestimant la viscosité turbulente dans la partie aval de la cavité. Cette surestimation rend impossible la formation du jet rentrant observé expérimentalement. Les effets de la compressibilité semblent avoir un impact capital sur le comportement cyclique de la cavité d'après Coutier-Delgosha et al. [26]. C'est pourquoi un modèle modifié de k- $\epsilon$  RNG, réduisant la viscosité dans les zones de fortes compressibilités a été développé et validé par Reboud et al. [110] mais aussi, par Coutier-Delgosha et al. [25]. Ce modèle modifié k- $\epsilon$  RNG est celui utilisé dans la suite du manuscrit.

Avec ce modèle et en faisant l'hypothèse de Boussinesq, la contrainte turbulente (ou tenseur de Reynolds) s'exprime de la manière suivante en fonction des composantes de la vitesse  $U$  :

$$-\rho \overline{u'_i u'_j} = \mu_t \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} (\rho k + \mu_t \frac{\partial u_i}{\partial x_i}) \delta_{ij} \quad (4.5)$$

avec  $\mu_t = \rho C_\mu k^2 / \epsilon$  la viscosité turbulente,  $k$  l'énergie turbulente par unité de masse,  $\epsilon$  la dissipation turbulente par unité de masse et  $C_\mu = 0.085$  (dans le cas d'un modèle classique purement incompressible).

Dans notre cas, l'écoulement est compressible et pour mieux capter les caractéristiques

de l'écoulement cavitant, il faut réduire la viscosité turbulente dans les zones de forte compressibilité. Reboud et al [110] ont proposé une diminution arbitraire de la viscosité turbulente, tracée dans la figure 4.2 :

$$\mu_t(\rho) = f(\rho)C_\mu k^2/\epsilon \quad (4.6)$$

Où :

$$f(\rho) = \rho_V + \alpha^n(\rho_L - \rho_V) \text{ avec } n > 1 \quad (4.7)$$

Cette fonction dépendante de  $\rho$  est égale à  $\rho_V$  ou  $\rho_L$  dans les zones contenant uniquement de la vapeur ou du liquide.

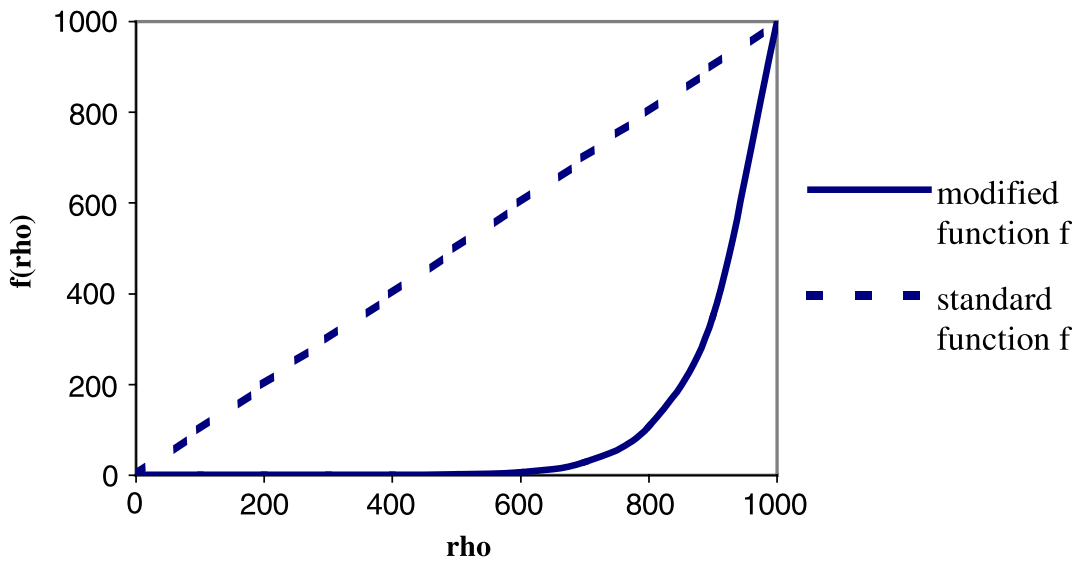


FIGURE 4.2 – Modification de la viscosité turbulente. Figure extraite de [24].

Contrairement au cas standard où la viscosité turbulente  $\mu_t$  évolue linéairement en fonction de la masse volumique  $\rho$ , dans cette approche simplifiée, elle diminue très vite et permet de prendre en compte les variations très rapides de compressibilité au sein du mélange vapeur + liquide. Coutier-Delgosha et al. [26] ont fait une étude d'influence sur le paramètre  $n$ . Il a très peu d'impact sur les caractéristiques de l'écoulement cavitant à condition d'être suffisamment grand pour entraîner une diminution rapide de la viscosité turbulente. Dans cette thèse, il a été fixé à  $n = 10$ , en accord avec les travaux réalisés précédemment par Coutier-Delgosha et al. [26].

#### 4.2.5 Loi de paroi

L'écoulement au voisinage des parois est assimilé à celui obtenu dans une couche limite turbulente et une loi de paroi logarithmique est utilisée :

$$u^+ = \kappa^{-1} \ln(y^+) \text{ pour } 30 \leq y^+ \leq 100 \text{ à } 300 \text{ avec } y^+ = \frac{\rho u_\tau y}{\mu} \text{ et } u^+ = \frac{u}{u_\tau} \quad (4.8)$$



Où  $\kappa$  est la constante de von Karman,  $u_\tau$  la vitesse de frottement,  $\mu$  la viscosité dynamique du fluide et  $y$  la distance à la paroi.

Au vu de notre modèle de turbulence, la position du premier noeud de maillage doit se situer dans la zone logarithmique de la couche limite :  $30 \leq y^+ \leq 300$ . D'autre part, un fort gradient de pression adverse est présent sur notre profil, imposant pour les calculs de diminuer encore plus la limite supérieure du  $y^+$ . Pour que cette approximation soit correcte, il est nécessaire de respecter  $30 \leq y^+ \leq 150$  pour le premier nœud du maillage.

#### 4.2.6 Résolution numérique

La méthode des volumes finis a été utilisée dans le code pour résoudre les équations associées aux écoulements cavitants. Le découpage du domaine 2D se fait avec un maillage curviligne orthogonal en H, comme sur la figure 4.4. Le schéma temporel est implicite et d'ordre 1. Le calcul de la pression et de la vitesse se fait avec l'utilisation de l'algorithme SIMPLE, avec un bouclage supplémentaire sur la pression pour garantir partout  $0 \leq \alpha \leq 1$ . L'explication détaillée des algorithmes utilisés dans IZ est fournie dans les thèses de Delannoy [28], de Charles [21] et de Coutier-Delgosha [23].

### 4.3 Modélisation de l'hydrofoil

#### 4.3.1 Maillage

Les détails de la géométrie sont donnés dans la section 3.3.2 du chapitre 3.

Les calculs numériques ont été effectués sur un maillage structuré en H, raffiné au niveau des parois inférieures et supérieures du profil visible sur la figure 4.3.

Une première série de calculs pour un maillage composé de 290x119 mailles a été effectuée et les principaux résultats sont présentés dans l'annexe C. Ces premiers calculs donnent des résultats légèrement différents des mesures expérimentales concernant la longueur de poche  $l$  et la fréquence de lâcher  $f$ .

Pour avoir des résultats plus précis, le maillage est raffiné et fait dorénavant 320x159 mailles, soit 389 mailles sur l'intrados et l'extrados du profil. Avec ce nouveau maillage, la longueur de poche  $l$  et la fréquence de lâcher  $f$  sont bien prédites, voir les résultats présentés dans ce mémoire dans le chapitre 5.

Par conséquent ce maillage a été choisi pour les calculs. Il est montré sur tout le domaine sur la figure 4.3 pour  $i = 4^\circ$ . La figure 4.3 donne un aperçu du maillage raffiné autour du profil pour une incidence de (a)  $i = 4^\circ$  et (b)  $i = 6^\circ$ .

Pour les deux incidences, le maillage en paroi est suffisamment raffiné et le  $y^+$  en paroi est compris entre 15 et 40, sauf sur une maille au bord d'attaque et au bord de fuite du profil où le défaut d'orthogonalité est plus élevé. La loi de paroi logarithmique, présentée dans le paragraphe 4.2.5, est utilisée.

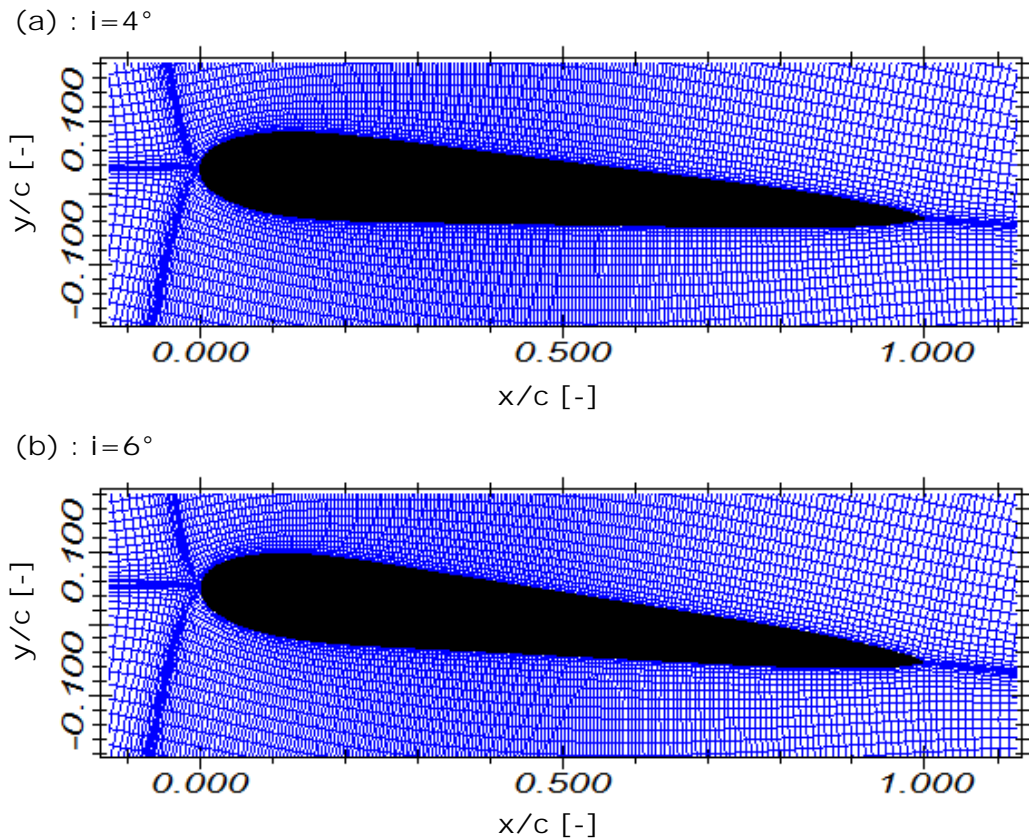


FIGURE 4.3 – Aperçu du maillage autour du profil pour une incidence (a)  $i = 4^\circ$  et (b)  $i = 6^\circ$

### 4.3.2 Conditions de calculs

La figure 4.4 montre l'ensemble du domaine de calcul et les conditions aux limites.

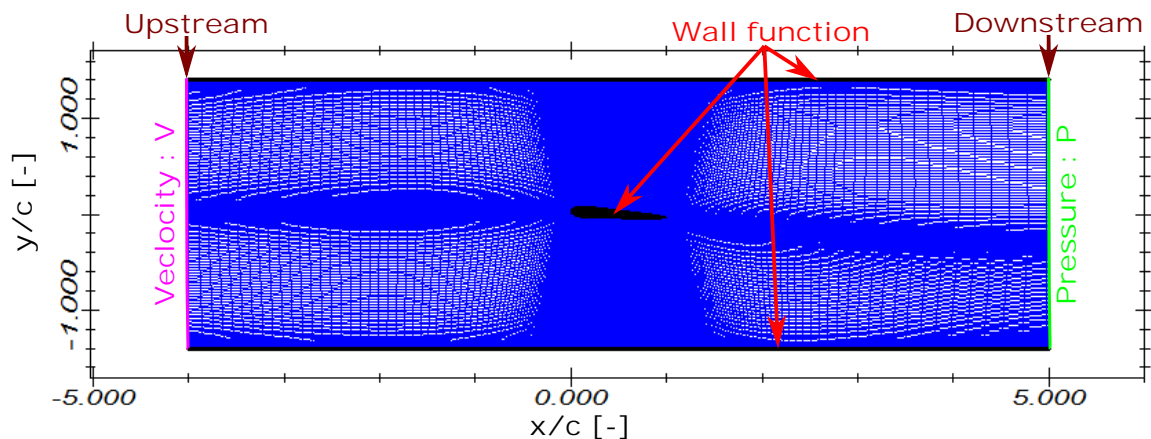


FIGURE 4.4 – Domaine de calcul et conditions aux limites, illustration pour  $i = 4^\circ$ .

Une vitesse et un champ de pression sont respectivement imposés en entrée (rose sur la figure 4.4) et en sortie (vert sur la figure 4.4) du domaine de calcul. Une loi de paroi logarithmique (voir paragraphe 4.2.5) est utilisée sur la limite supérieure et inférieure du domaine, sur l'intrados et l'extrados du profil.

Pour effectuer nos calculs, les paramètres suivants ont été utilisés :

- Une longueur de référence  $c$ , la corde du profil,  $c = 0,1$  m.
- Une vitesse de référence  $V$ , la vitesse imposée en entrée du domaine de calcul.
- Un temps de référence  $T_{ref} = c/V$ .
- Un sigma aval  $\sigma_{down} = \frac{p_{down} - p_v}{1/2\rho V^2}$ , avec  $p_{down}$  la pression en aval du domaine de calcul et  $p_v$  la pression de vapeur saturante de l'eau. Cette valeur impose la pression en sortie du domaine de calcul.
- Pour la loi barotrope (voir section 4.2.3), la célérité minimale du son dans le mélange  $c_{min}$  est fixée à  $c_{min} = 1.0$  m/s.
- Un nombre de Reynolds,  $Re = \frac{\rho_l V c}{\mu}$  avec  $\rho_l = 1000$  kg/m<sup>3</sup> la masse volumique de l'eau et  $\mu = 10^{-3}$  Pa.s la viscosité dynamique de l'eau à 20 °C.
- Un rapport de densité,  $\rho_v/\rho_l = 0.01$  valeur de référence choisie d'après les tests de Coutier-Delgosha et al. [26]. Cette valeur a très peu d'impact sur les résultats, à condition d'être inférieure à 0.01.
- Un pas de temps de calcul,  $dt$ , toujours inférieur à  $0.005 * T_{ref}$ , comme préconisé par Coutier-Delgosha et al. [26].

Notre étude s'est concentrée sur l'influence de trois paramètres sur l'écoulement cavitant global et sur l'agressivité simulée. Premièrement, l'incidence du profil est prise en compte directement lors de la création du maillage, la figure 4.3 montre le maillage autour du profil pour les 2 incidences étudiées  $i = 4^\circ$  et  $6^\circ$ . Deuxièmement, la vitesse est fixée à 6, 8, et 10 m/s. Enfin, le nombre de cavitation aval  $\sigma_{down}$  varie entre 1.0 et 1.5.

### 4.3.3 Détermination numérique du point de fonctionnement

Dans la section 3.4.3 du chapitre 3, le point de fonctionnement expérimental est déterminé par son incidence  $i$ , la vitesse de l'écoulement  $V$  et le nombre de cavitation amont  $\sigma$ .

Pour des raisons de stabilité numérique, la vitesse de l'écoulement  $V$  est fixée à l'amont et la pression à l'aval par l'intermédiaire de  $\sigma_{down}$ . Le nombre de cavitation à l'amont  $\sigma$  est donc calculé à chaque pas de temps. Dans cette thèse, la valeur moyenne du nombre de cavitation amont  $\sigma$  est considérée comme référence. Par la suite,  $\sigma$  est appelé nombre de cavitation et correspond au nombre de cavitation calculé à l'amont.

Le tableau 4.1 regroupe les conditions de calculs des points numériques étudiés dans cette thèse sur le maillage raffiné.

Tous les calculs présentés dans cette thèse sont réalisés en utilisant cette modélisation et seront analysés dans les chapitres 5 et 7.

TABLEAU 4.1 – Conditions des calculs numériques effectués avec le maillage raffiné. Tous les calculs sont faits avec  $c_{min} = 1$  m/s et  $\rho_v/\rho_l = 0.01$ . La méthode d'évaluation de la longueur de poche  $l$  et de la fréquence de lâchers  $f$  est présentée au chapitre 5.

$\sigma_{down}$	$dt/T_{ref}$	$i$	$V$	$\sigma$	$l$	$f$
-	-	°	m/s	-	mm	Hz
1.00	0.0034	4	6.00	1.10	55	30.4
1.12	0.0034	4	6.00	1.20	38	47.8
1.00	0.0025	4	8.00	1.09	56	41.3
1.12	0.0025	4	8.00	1.20	40	66.8
1.00	0.0020	4	10.00	1.09	58	57.5
1.12	0.0020	4	10.00	1.20	39	85.8
1.10	0.0034	6	6.00	1.18	74	25.1
1.20	0.0034	6	6.00	1.28	58	30.6
1.30	0.0034	6	6.00	1.36	58	32.7
1.10	0.0025	6	8.00	1.17	66	36.9
1.20	0.0025	6	8.00	1.26	58	42.3
1.30	0.0025	6	8.00	1.37	50	48.5
1.10	0.0020	6	10.00	1.16	60	48.7
1.20	0.0020	6	10.00	1.27	55	55.7
1.30	0.0020	6	10.00	1.36	43	73.5
1.50	0.0025	6	8.00	1.46	37	66.5



# Chapitre 5: Étude de l'écoulement cavitant

## Sommaire

---

<b>5.1 Introduction</b> . . . . .	<b>62</b>
<b>5.2 Caractérisation expérimentale du profil</b> . . . . .	<b>62</b>
<b>5.3 Post-traitements</b> . . . . .	<b>64</b>
5.3.1 Post-traitement numérique . . . . .	64
5.3.2 Post-traitement expérimental . . . . .	68
5.3.3 Basse fréquence estimée par les calculs numériques . . . . .	71
<b>5.4 Dynamique de la poche</b> . . . . .	<b>73</b>
5.4.1 Etude détaillée d'un point de fonctionnement . . . . .	73
5.4.2 Influence des paramètres hydrodynamiques . . . . .	84
<b>5.5 Comportement global de la poche</b> . . . . .	<b>94</b>
5.5.1 Longueur de poche . . . . .	94
5.5.2 Fréquence de lâchers/Strouhal . . . . .	96
<b>5.6 Conclusion</b> . . . . .	<b>98</b>

---

## 5.1 Introduction

Les deux chapitres précédents ont présenté les moyens expérimentaux et numériques utilisés lors de cette thèse. Ce chapitre regroupe l'ensemble des résultats obtenus expérimentalement et numériquement, afin d'étudier l'écoulement cavitant autour du profil.

Les objectifs numériques et expérimentaux de ce chapitre sont de :

- Proposer une méthode pour déterminer les caractéristiques propres à un écoulement par poche, à savoir la longueur de poche et la fréquence de lâchers.
- Étudier la dynamique de la poche.
- Faire ressortir l'influence des paramètres hydrodynamiques (vitesse de l'écoulement, nombre de cavitation, incidence) sur le comportement global de la poche (longueur de poche, fréquence de lâchers, Strouhal).

Le dernier objectif est de valider le modèle numérique avec les mesures expérimentales.

Dans une première partie, le profil est caractérisé expérimentalement. Une seconde partie présente les post-traitements appliqués aux résultats numériques et expérimentaux pour estimer la longueur de poche et la fréquence de lâchers. Une troisième partie se focalise sur la dynamique de la poche sur un ou plusieurs lâchers. Enfin, une dernière partie est consacré à l'influence des paramètres hydrodynamiques sur le comportement global de la poche, caractérisé par la longueur de poche  $l$ , la fréquence de lâchers  $f$  et le Strouhal  $St$ . Le Strouhal est défini par  $St = fl/V$  avec  $V$  la vitesse de l'écoulement.

## 5.2 Caractérisation expérimentale du profil

La géométrie du profil a été présentée dans la section 3.3.2 du chapitre 3. Comme ce profil n'est pas standard, il a fallu dans un premier temps le caractériser en faisant varier l'incidence  $i$  ou le nombre de cavitation  $\sigma$ .

La figure 5.1 montre la carte de cavitation pour le profil utilisé lors de cette thèse, pour une vitesse d'écoulement de  $V = 8$  m/s. Cependant, les photos illustrant cette carte sont prises pour une vitesse d'écoulement de  $V = 10$  m/s, la vitesse ayant une influence négligeable sur le type de cavitation. Tous les points blancs sont des points observés et caractérisés en utilisant une caméra rapide. Cette caractérisation permet de repérer trois zones dans le plan  $(i, \sigma)$  avec  $\sigma$  le nombre de cavitation,  $i$  l'incidence.

Dans la première zone colorée en blanc sur la figure 5.1, le nombre de cavitation  $\sigma$  est élevé et l'incidence  $i$  est faible. Il n'y a pas de cavitation.

Par contre dans les zones colorées en bleu et en vert dans la figure 5.1, la cavitation apparait. Les structures cavitantes sont localisées sur le profil dans la zone bleue, alors que dans la verte elles sont à la fois sur le profil et en dehors du profil.

La figure 5.1 montre quelques types de cavitation observés sur notre profil pour une vitesse d'écoulement égale à  $V = 10$  m/s. La section 1.2.2 du chapitre 1 présente les types

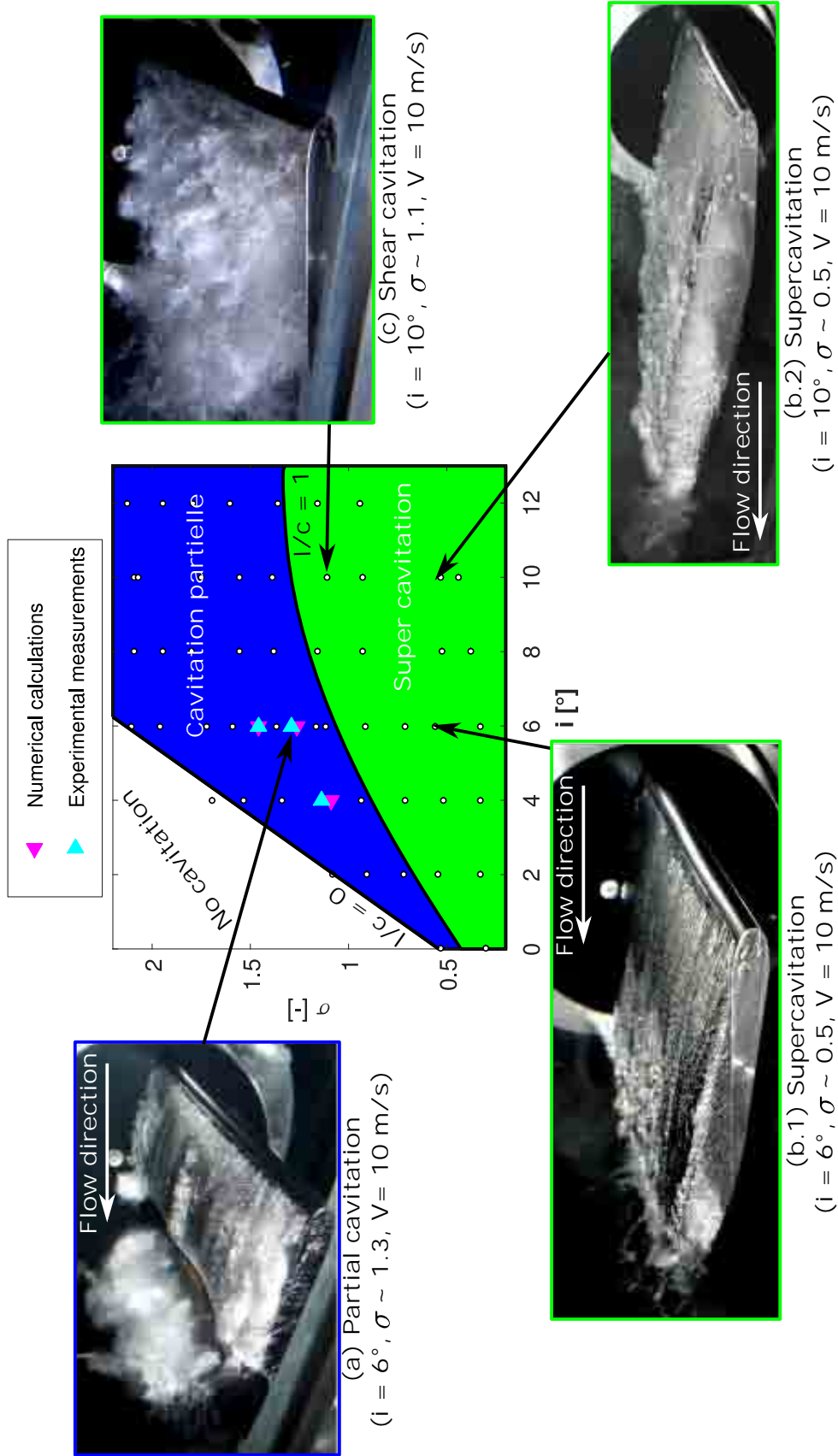


FIGURE 5.1 – Carte de cavitation pour une vitesse de  $V = 8 \text{ m/s}$ .



de cavitation visibles dans un écoulement cavitant.

Si l'incidence  $i$  et le nombre de cavitation  $\sigma$  sont modérés, comme par exemple sur la figure 5.1.(a) pour  $i = 6^\circ$  et  $\sigma \sim 1.3$ , une cavitation partielle ou par poche est observée. En gardant la même incidence de  $i = 6^\circ$ , une diminution du nombre de cavitation  $\sigma$  fait grossir la poche attachée. En dessous de  $\sigma \sim 1.0$ , la poche attachée est plus grande que le profil. C'est une supercavitation, comme sur la figure 5.1.(b.1) pour une incidence de  $i = 6^\circ$  et un nombre de cavitation faible de  $\sigma \sim 0.5$ . La longueur de poche maximale fait environ 1.3 fois la taille du profil. D'autre part, pour un même nombre de cavitation,  $\sigma \sim 0.5$  par exemple, une augmentation de l'incidence  $i$  augmente très fortement la taille de la poche. Sur la figure 5.1.(b.2), l'incidence  $i$  et le nombre de cavitation  $\sigma$  sont respectivement de  $i = 10^\circ$  et de  $\sigma \sim 0.5$  et la poche est plus de deux fois plus grande que la corde du profil.

Par contre, pour un nombre de cavitation  $\sigma$  modéré et une incidence  $i$  élevée. Pour  $\sigma = 1.1$  et  $i = 10^\circ$  par exemple sur la figure 5.1.(c), l'écoulement se décolle de l'aile, il décroche, il n'y a pas de poche attachée mais des tourbillons de bulles sont générés en continu à la surface du profil. C'est une cavitation par cisaillement.

Par ailleurs, comme le nuage de bulles généré par la cavitation partielle est identifié par de nombreux auteurs [2, 7, 37, 39, 111] comme étant très agressif, une série de points est sélectionnée à partir de cette carte de cavitation et l'agressivité de l'écoulement est étudiée pour ces points dans le chapitre 7. Ils sont repérés sur la figure 5.1 par des triangles roses pour les points numériques et bleus clairs pour ceux expérimentaux.

## 5.3 Post-traitements

Expérimentalement ou numériquement, le point d'étude est obtenu en faisant décroître progressivement le nombre de cavitation amont  $\sigma$  jusqu'à obtenir la valeur souhaitée. Les analyses des résultats expérimentaux et numériques ne concernent que le régime établi et ne prennent pas en compte le transitoire de départ. Cette section illustre les post-traitements utilisés pour déterminer numériquement et expérimentalement la durée du transitoire  $t_{trans}$ , la longueur de poche  $l$  et la fréquence de lâchers  $f$ .

### 5.3.1 Post-traitement numérique

Dans cet exemple, le nombre de cavitation  $\sigma$ , l'incidence  $i$  et la vitesse de l'écoulement  $V$  sont respectivement de  $\sigma = 1.09$ ,  $i = 4^\circ$  et  $V = 8$  m/s.

#### Diagramme spatio-temporel du taux de vide :

La figure 5.2.(a) montre un diagramme spatio-temporel du taux de vide  $\alpha$ . La partie droite représente le taux de vide  $\alpha$  autour du profil à  $t = 0.137$  s et est associée à la droite bleue claire verticale tracée à gauche à  $t = 0.137$  s sur le diagramme spatio-temporel de la figure 5.2.(a). Ainsi, Le taux de vide  $\alpha$  à chaque point  $(x, t)$  correspond à la projection sur

l'hydrofoil du maximum du taux de vide dans les mailles le long de la ligne  $x = \text{constant}$  à l'instant  $t$ .

Cette représentation permet notamment de voir l'évolution de la poche attachée ou du nuage de bulles le long du profil en fonction du temps. En regardant à  $t = 0.137$  s correspondant à la ligne verticale bleue claire sur le diagramme spatio-temporel de la figure 5.2, la poche attachée (A) est repérée entre  $x/c = 0.05$  et  $0.4$ , le nuage (C) se situe entre  $x/c = 0.55$  et  $0.80$ . Les limites de ces deux parties sont repérées par des flèches bleues claires sur la figure 5.2.

### **Transitoire :**

La période de transitoire  $t_{trans}$  est estimée pour chaque cas avec l'aide du diagramme spatio-temporel du taux de vide  $\alpha$  (figure 5.2.(a)) et de la variation temporelle du volume de vapeur totale dans le domaine de calcul (figure 5.2.(b)). Elle est définie, comme le moment où, ces deux grandeurs évoluent périodiquement comme attendu pour une cavitation par poche.

Pour le cas présenté dans la figure 5.2, ce transitoire dure  $t = 0.1$  s. En effet, avant  $t = 0.1$  s le volume total de vapeur dans le domaine de calcul (figure 5.2.(b)) et le comportement de la poche (figure 5.2.(a)) varient encore beaucoup d'un lâcher à un autre, alors qu'après ces variations sont plus périodiques.

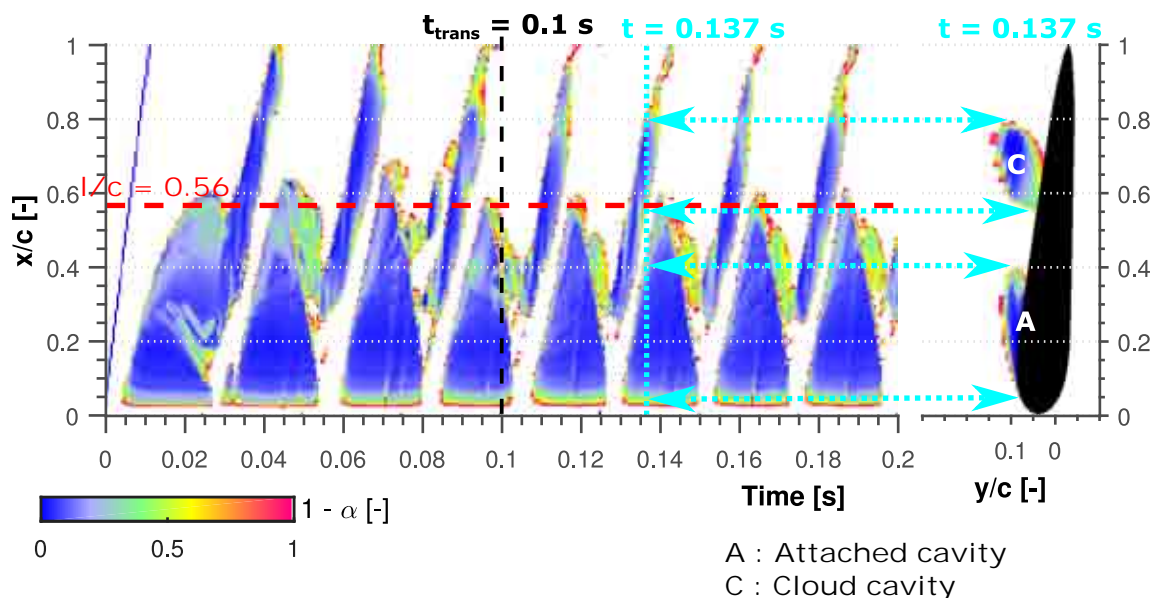
### **Longueur de poche/Fréquence de lâchers :**

La figure 5.3 explique comment la longueur de poche  $l$  et la fréquence de lâchers  $f$  sont estimées numériquement.

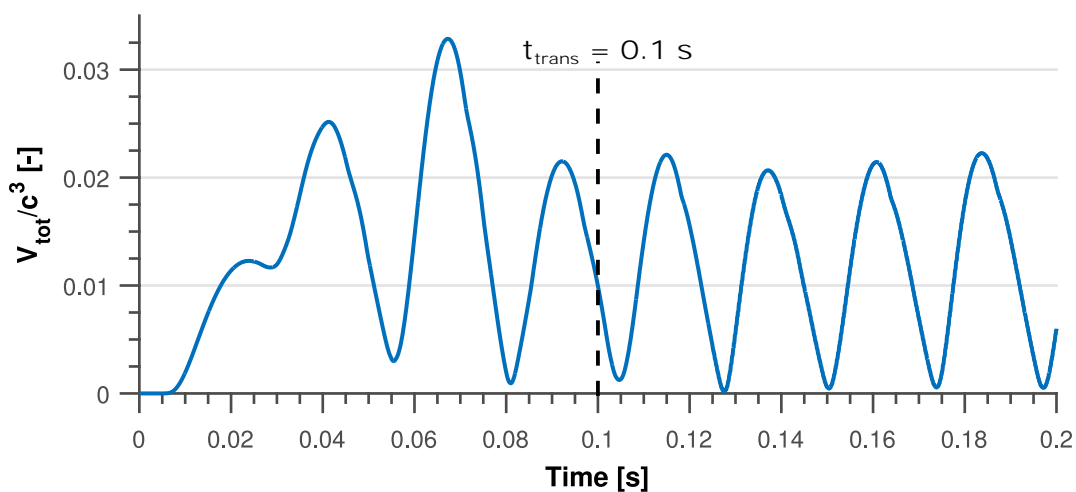
La figure 5.3.(a) montre le diagramme spatio-temporel du taux de vide  $\alpha$  sur environ 6 lâchers. Cette figure permet de voir le comportement périodique de l'écoulement cavitant (plus de détails sont donnés dans la section 5.3) et d'estimer la longueur de poche  $l$ .

Pour chaque lâcher, la longueur de poche maximale  $l_{max}$  est déterminée comme la position selon  $x$  à la fin de la croissance (indiquée par une flèche bleue) de ou des mailles, où le taux de vide  $\alpha$  est entre 5 et 10% (indiquée par une flèche rose). La longueur de poche  $l$  est la moyenne de ces longueurs maximales  $l_{max}$ . Dans cet exemple, la position de la longueur de poche maximale  $l_{max}$  (indiquée par une flèche rose) varie très peu mais certains cas sont plus instables, voir section 5.3.3. De plus, la maille où le taux de vide  $\alpha$  est entre 5 et 10%, n'est pas toujours facile à déterminer précisément. Par conséquent, la longueur de poche numérique  $l$  est estimée avec une incertitude de  $\pm 5$  mm et dans ce cas elle vaut  $l/c = 0.56 \pm 0.05$ .

La figure 5.3.(b) montre l'évolution du volume de vapeur totale dans le domaine de calcul. Cette grandeur présente l'avantage de prendre en compte la croissance de la poche et l'implosion des structures cavitantes. Par conséquent, elle suit directement la périodicité de l'écoulement cavitant. La transformée de fourrier (FFT) du volume de vapeur total est



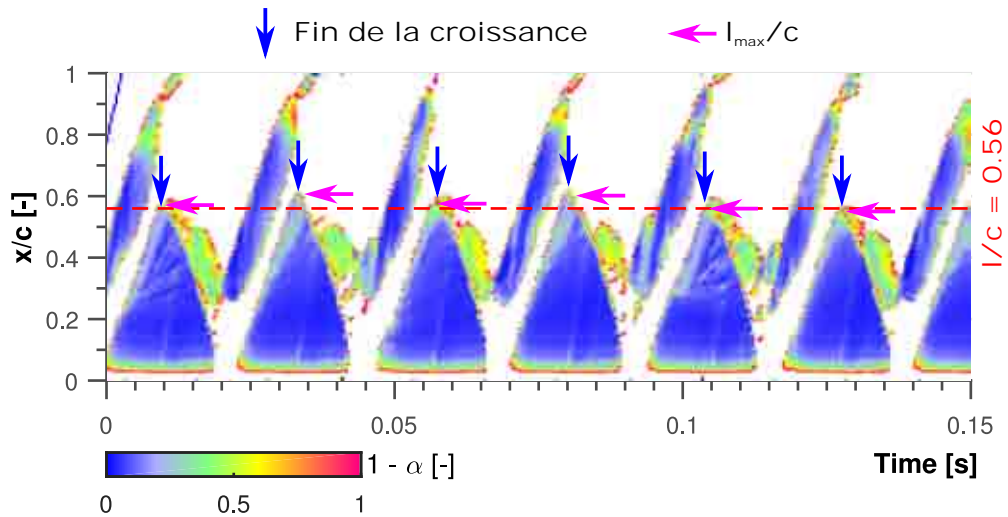
(a) Diagramme spatio-temporel du taux de vide (à gauche) et distribution du taux de vide à  $t = 0.137$  s (à droite). Le taux de vide  $\alpha$  à chaque point  $(x, t)$  correspond à la projection sur l'hydrofoil du maximum du taux de vide dans les mailles le long de la ligne  $x = \text{constant}$  à l'instant  $t$ .



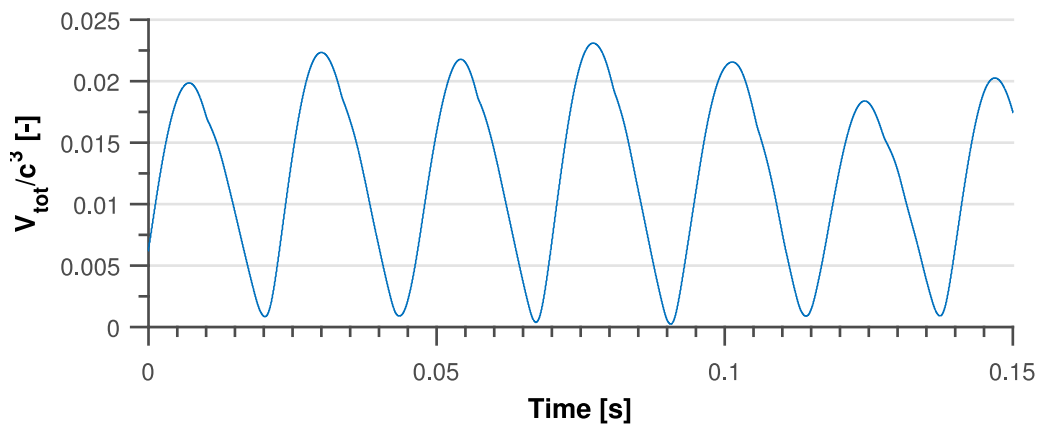
(b) Evolution du volume de vapeur totale dans le domaine de calcul

FIGURE 5.2 – Estimation du transitoire numérique.

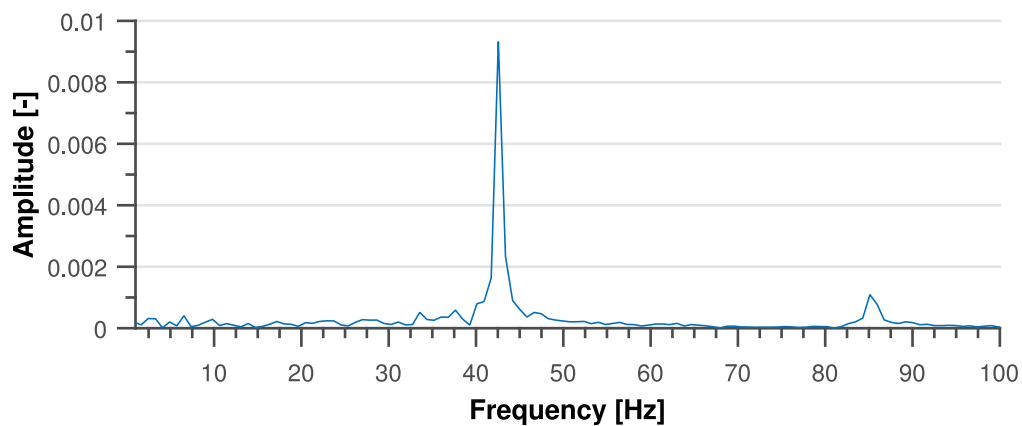
$(V = 8 \text{ m/s}, \sigma = 1.09, i = 4^\circ)$



(a) Diagramme spatio-temporel du taux de vide. Le taux de vide à chaque point  $(x, t)$  correspond à la projection sur l'hydrofoile du maximum du taux de vide dans les mailles le long de la ligne  $x = \text{constant}$  à l'instant  $t$ .



(b) Evolution du volume total de vapeur dans le domaine de calcul



(c) Transformée de Fourier du volume total de vapeur dans le domaine de calcul.

FIGURE 5.3 – Estimation de la longueur de poche  $l$  et de la fréquence de lâchers  $f$ .  
( $V = 8 \text{ m/s}$ ,  $\sigma = 1.09$ ,  $i = 4^\circ$ )

tracée sur la figure 5.3.(c). Le pic très marqué à  $f = 42.6$  Hz correspond à la fréquence d'oscillation de la poche.

### 5.3.2 Post-traitement expérimental

Dans cet exemple, le nombre de cavitation  $\sigma$ , l'incidence  $i$  et la vitesse de l'écoulement  $V$  sont respectivement de  $\sigma = 1.09$ ,  $i = 4^\circ$  et  $V = 8$  m/s.

#### Diagramme spatio-temporel du niveau moyen de gris :

La figure 5.4 explique comment le diagramme spatio-temporel du niveau de gris moyen (a) est obtenu à partir des vidéos hautes fréquences, voir section 3.3.1. Cette méthode est similaire à celle utilisée par Prothin et al. [108].

La figure 5.4.(a) est une photo à  $t = 0.0725$  s obtenue par caméra rapide. Pour ne pas prendre en compte les effets de bord dus aux parois de la veine d'essai, l'étude se fait sur une fenêtre centrée de  $\Delta z = 120$  mm d'envergure, représentée par le carré bleu sur la figure 5.4.(c). Des tests ont été faits pour choisir la largeur de la fenêtre d'étude. Il s'est avéré que le choix de la fenêtre a peu d'importance sur la mesure de la longueur de poche  $l$  et de la fréquence de lâchers  $f$ . Une fenêtre assez large comme  $\Delta z = 120$  mm d'envergure, soit 68% de l'envergure totale du profil, permet d'avoir plus précisément le comportement moyen de la poche selon l'envergure.

Le profil moyen de gris  $gl$  sur la figure 5.4.(b) est la moyenne spatiale du niveau de gris selon l'envergure du profil sur cette fenêtre :

$$gl(x, t) = \frac{1}{\Delta z} \int_{-\Delta z/2}^{+\Delta z/2} gp(x, z, t).dz \quad (5.1)$$

Avec  $gp(x, z, t)$  le niveau de gris à la position  $(x, z)$  de l'image à un instant  $t$ . Cette évolution du niveau de gris moyen en fonction de la position est ensuite tracée dans le plan spatio-temporel et correspond au trait pointillé vertical en bleu foncé sur la figure 5.4.

Le diagramme spatio-temporel complet du niveau moyen de gris  $gl$  est obtenu en effectuant ce traitement pour chaque image des vidéos rapides, c'est à dire sur les 2.5 s de vidéo enregistrée à une fréquence de 3200 images par seconde.

#### Transitoire :

Expérimentalement, le transitoire n'est pas enregistré. Par contre, pour obtenir un nombre de cavitation stable pour chaque point de fonctionnement il est nécessaire d'attendre 30 minutes minimum avant de lancer l'acquisition, afin que la pression se stabilise dans l'installation.

#### Longueur de poche/Fréquence de lâchers :

La figure 5.5 explique comment la longueur de poche  $l$  et la fréquence de lâchers  $f$  sont estimées à partir des mesures expérimentales.

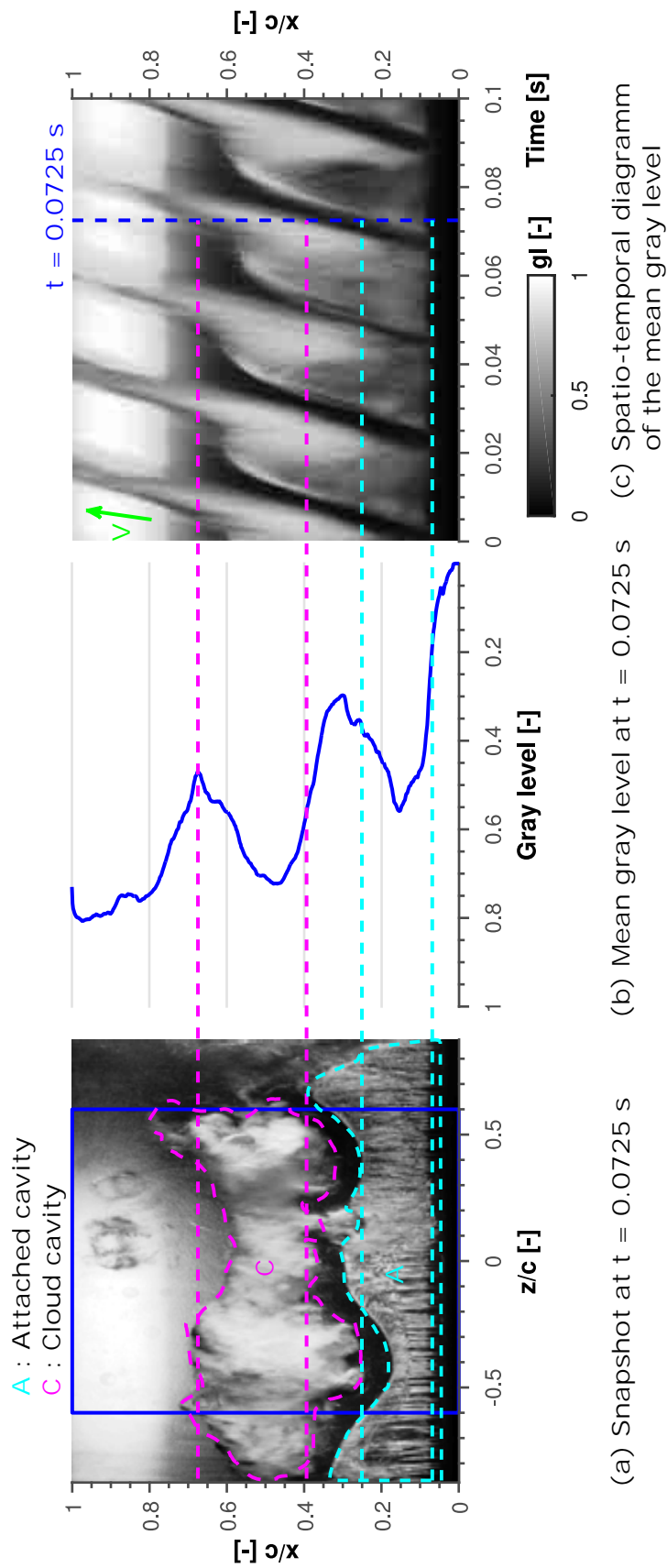
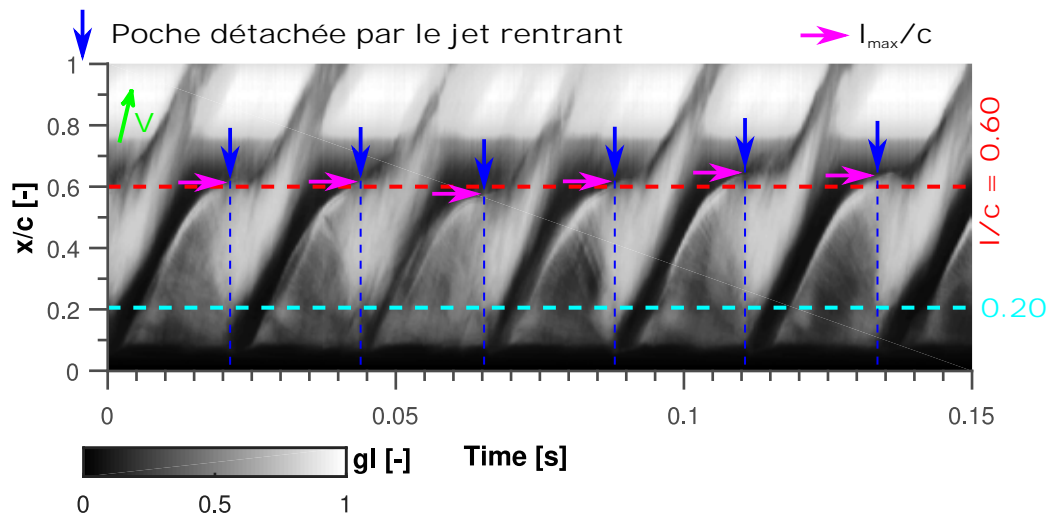
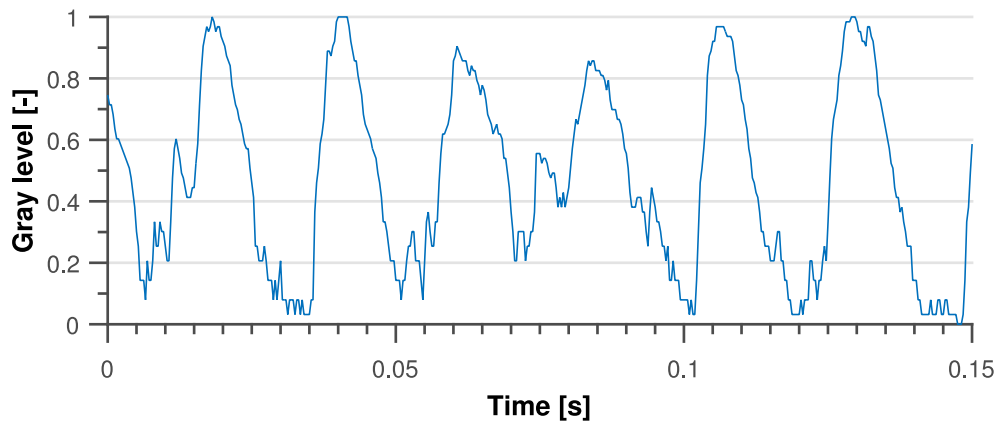


FIGURE 5.4 – Principe de traitement des vidéos hautes fréquences.

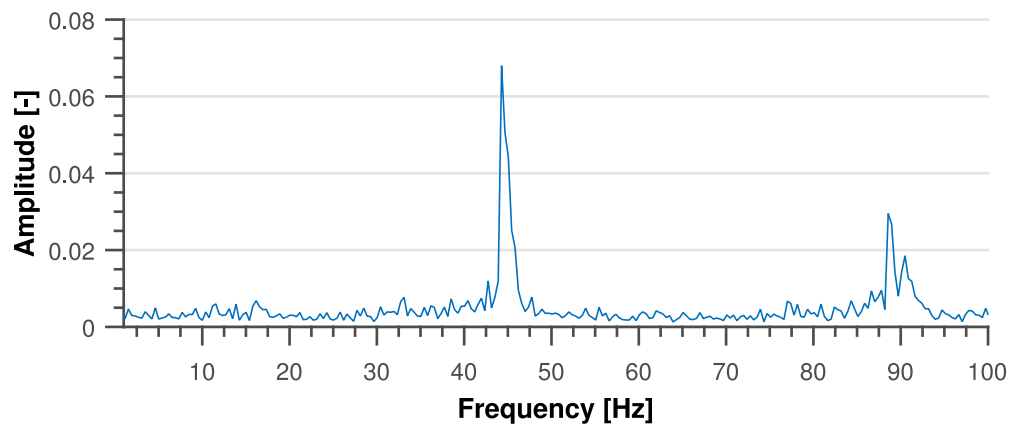
( $V = 8$  m/s,  $\sigma = 1.09$ ,  $i = 4^\circ$ )



(a) Diagramme spatio-temporel du niveau de gris moyen.



(b) Évolution temporelle du niveau de gris moyen à  $x/c = 0.20$ .



(c) FFT du diagramme spatio-temporel du niveau de gris moyen pour les 2.5 s d'enregistrement.

FIGURE 5.5 – Détermination de la longueur de poche  $l$  et de la fréquence de lâchers  $f$ .

$$(V = 8 \text{ m/s}, \sigma = 1.09, i = 4^\circ)$$

Le diagramme spatio-temporel du niveau de gris moyen  $gl$  de la figure 5.5 permet de voir le comportement périodique de la poche (plus de détails sont donnés dans la section 5.4) et de mesurer la longueur de poche  $l$ . Les longueurs de poche maximales  $l_{max}$  (indiquées par une flèche rose sur la figure 5.5) sont mesurées pour chaque lâcher avant que le jet rentrant ne détache la poche (instants indiqués par une flèche bleue sur la figure 5.5). D'une part, il est difficile de mesurer précisément l'instant juste avant que la poche soit détachée. D'autre part, la longueur maximale  $l_{max}$  varie d'un lâcher à un autre. Par conséquent, la longueur de poche expérimentale  $l$  est estimée en faisant la moyenne des longueurs maximales  $l_{max}$  et d'après nos observations l'incertitude de mesure est de  $\pm 5$  mm.

Par exemple, l'évolution temporelle du niveau de gris moyen  $gl$  le long de la droite  $x/c = 0.20$  (trait horizontal bleu clair sur la figure 5.5.(a)) est tracée sur la figure 5.5.(b). Ce niveau de gris moyen  $gl$  oscille selon la fréquence de lâchers  $f$ .

La FFT du niveau de gris moyen le long de la droite  $x/c = \text{constante}$  est calculée pour toutes les positions le long du profil. La FFT de la figure 5.5 est la moyenne de toutes ces FFT. Le pic très marqué à  $f = 44.3$  Hz est la fréquence de lâchers de la poche.

De plus, la fréquence de lâchers  $f$  est aussi mesurée par les capteurs PVDF. Mais le signal est fortement bruité par le 50 Hz du réseau électrique (voir 6.9.3 du chapitre 6). Les fréquences de lâcher  $f$  des points étudiés pour caractériser l'agressivité (voir chapitre 7) de l'écoulement cavitant sont du même ordre de grandeur que le 50 Hz du réseau électrique. Par conséquent, les fréquences mesurées par traitement vidéo sont plus précises et ont été utilisées par la suite. Par ailleurs, les fréquences mesurées par les capteurs PVDF et celles obtenues par traitement vidéos sont similaires, voir tableaux E.10 et E.11 de l'annexe E.

### 5.3.3 Basse fréquence estimée par les calculs numériques

D'après les calculs, la fluctuation de la longueur de poche maximale  $l_{max}$  est similaire pour tous les cas à une incidence de  $i = 4^\circ$  et l'incertitude sur la longueur de poche  $l$  est d'environ  $\pm 5$  mm. Par contre pour une incidence de  $i = 6^\circ$ , la fluctuation de la longueur de poche maximale  $l_{max}$  est plus importante.

Par exemple, pour une vitesse de l'écoulement de  $V = 10$  m/s, un nombre de cavitation de  $\sigma = 1.26$  et une incidence de  $i = 6^\circ$ , montré dans la figure 5.6.(b), la longueur de poche maximale  $l_{max}$  oscille de plus ou moins 10 mm autour de la longueur de poche moyenne estimée à  $l/c = 0.55$ . Cependant, pour un point expérimental très proche de celui numérique ( $i = 6^\circ$ ,  $V = 10$  m/s,  $\sigma = 1.29$ ), voir figure 5.6.(a), la fluctuation de la longueur de poche maximale  $l_{max}$  n'est pas aussi marquée et reste comprise entre  $\pm 5$  mm autour de la longueur de poche moyenne  $l/c = 0.58$ .

Cette fluctuation de la longueur de poche maximale plus importante à  $i = 6^\circ$  qu'à  $i = 4^\circ$  semble liée à une basse fréquence, estimée numériquement à partir de la transformée de Fourier du volume total de vapeur dans le domaine. Expérimentalement, le traitement mis



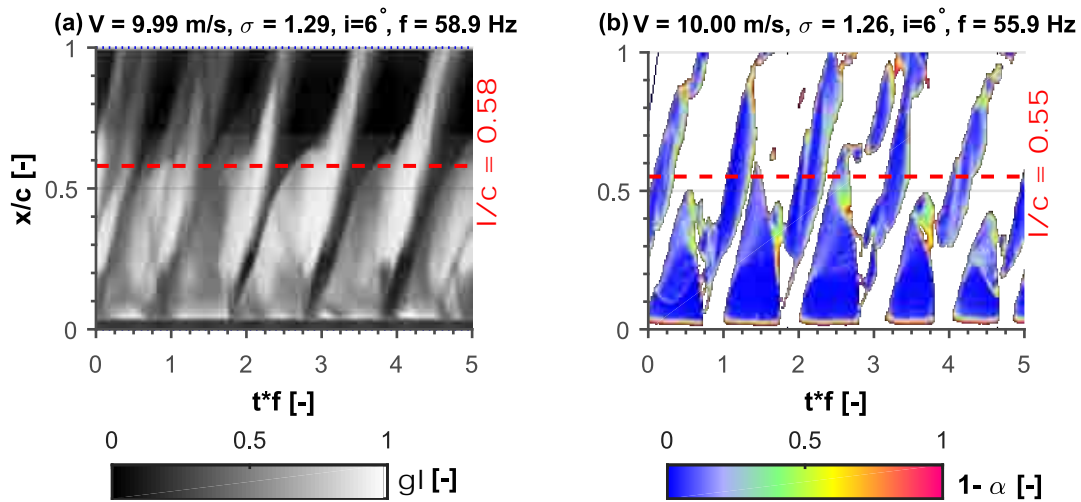


FIGURE 5.6 – Diagrammes spatio-temporels (a) expérimental du niveau de gris  $gl$  et (b) numérique du taux de vide  $\alpha$  sur 5 lâchers.

( $V \sim 10$  m/s,  $\sigma \sim 1.28$ ,  $i = 6^\circ$ )

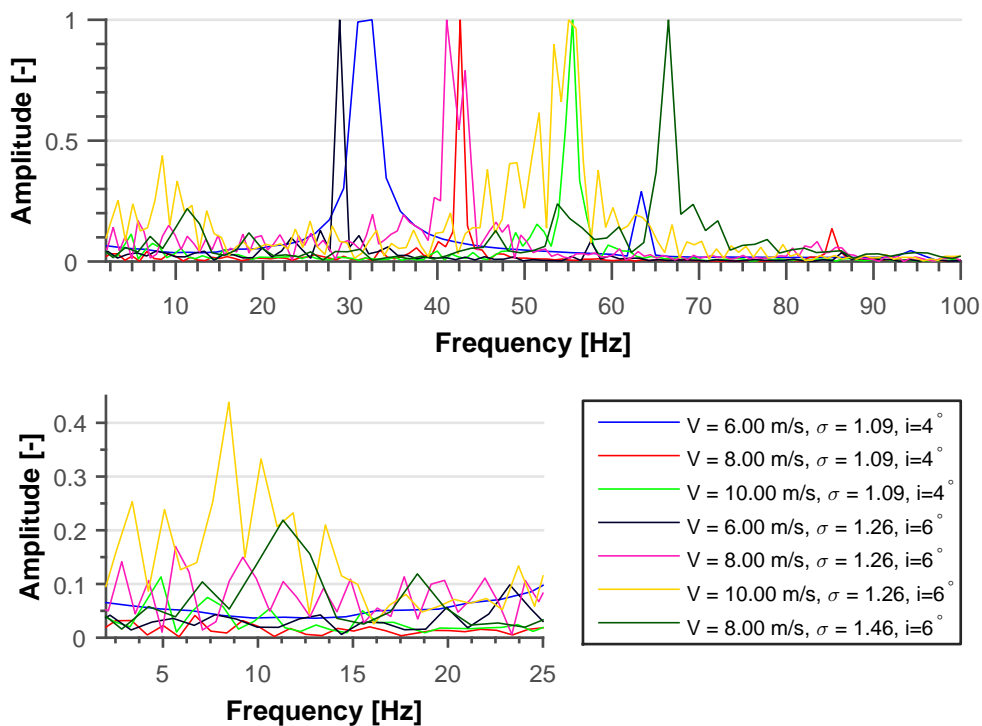


FIGURE 5.7 – Transformée de Fourier du volume total de vapeur pour tous les points numériques entre 2 et 100 Hz (en haut) et 2 et 25 Hz (en bas). L'amplitude de chaque point correspond à l'amplitude de la transformée de Fourier divisée par l'amplitude de cette même transformée de Fourier calculée pour la fréquence de lâchers  $f$ .

en place ne permet pas d'estimer si oui ou non il y a une basse fréquence sur la longueur de poche maximale.

La figure 5.7 montre, pour chaque point numérique, l'amplitude de la transformée de Fourier du volume total de vapeur dans le domaine de calcul, entre 2 et 100 Hz (en haut) et 2 et 25 Hz (en bas) pour 5 lâchers. Dans chaque cas, elle est normalisée par l'amplitude obtenue à la fréquence de lâchers  $f$ .

Comme attendu, un pic est centré autour de la fréquence de lâcher  $f$  pour chaque cas. Par contre, en regardant plus attentivement entre 2 et 25 Hz, comme sur le bas de la figure 5.7, une basse fréquence est visible pour certains points.

Pour une incidence de  $i = 4^\circ$ , une basse fréquence est visible uniquement à une vitesse de l'écoulement de  $V = 10$  m/s (tracé en vert clair) et vaut environ  $f_{BF} \sim 4 - 8$  Hz et son amplitude est de moins de 10% de celle associée à la fréquence de lâcher  $f$ .

Pour les quatre points de fonctionnement à une incidence de  $i = 6^\circ$ , une basse fréquence peut être estimée. Elle est faible, moins de 5%, pour une vitesse de  $V = 6$  m/s et un nombre de cavitation de  $\sigma = 1.26$ , tracé en noir. Elle augmente avec la vitesse et est légèrement visible pour une vitesse de  $V = 8$  m/s et un nombre de cavitation de  $\sigma = 1.26$  (tracé en rose), avec une basse fréquence supérieure à 15% de l'amplitude de la fréquence de lâcher vers  $f_{BF} \sim 6 - 10 \sim 8$  Hz. Mais pour une vitesse de  $V = 10$  m/s et un nombre de cavitation de  $\sigma = 1.26$  (tracé en jaune), elle est fortement marquée et vaut  $f_{BF} \sim 9$  Hz avec un pic de 43% de l'amplitude calculée pour la fréquence de lâcher. Pour une incidence  $i = 6^\circ$ , un nombre de cavitation plus élevé de  $\sigma = 1.46$  (tracé en vert foncé), la basse fréquence est aussi très marquée avec un pic de 20% centrée autour de  $f_{BF} = 11$  Hz.

Suite à ces observations, l'incertitude sur la longueur de poche moyenne  $l$  est de  $\pm 10$  mm pour nos calculs à  $i = 6^\circ$ .

Des analyses plus approfondies sont en cours pour expliquer l'origine de cette basse fréquence.

## 5.4 Dynamique de la poche

### 5.4.1 Etude détaillée d'un point de fonctionnement

Cette section illustre les différentes étapes d'un lâcher pour une cavitation par poche liées au développement du jet rentrant (décrites par Le et al. [79]), numériquement et expérimentalement pour une vitesse de  $V = 8$  m/s, un nombre de cavitation  $\sigma = 1.09$  et une incidence de  $i = 4^\circ$ . Il faut noter que la longueur de poche indiquée sur les figures de cette section n'est pas la longueur de poche moyenne  $l$  mais celle maximale  $l_{max}$  sur le lâcher étudié.

### 5.4.1.1 Étude numérique

#### Visualisations :

La figure 5.8 montre des visualisations du taux de vide  $\alpha$  autour du profil à différents instants du cycle. La poche attachée est indiquée sur les visualisations par A, le nuage de bulle par C et le jet rentrant par RJ.  $t * f$  correspond au temps  $t$  adimensionné par la fréquence de lâchers  $f$ .

A l'instant a ( $t * f = 0.01$ ), la poche attachée (A) apparaît au niveau du bord d'attaque et le nuage (C) issu de la poche précédente se situe entre  $x/c = 0.28$  et  $0.43$ .

A l'instant b ( $t * f = 0.21$ ), la poche attachée (A) atteint  $x/c = 0.30$ . Le nuage (C) s'est déplacé vers l'aval entre  $x/c = 0.43$  et  $0.73$ .

A l'instant c ( $t * f = 0.42$ ), la poche attachée (A) a fini de grossir et sa longueur maximale est de  $l_{max}/c = 0.56$ . De plus, entre l'instant 2 ( $t * f = 0.21$ ) et 3 ( $t * f = 0.42$ ) la majeure partie du nuage (C) a implosé.

A partir de l'instant d ( $t * f = 0.47$ ) et aux instants d, e et f, le jet rentrant, représenté par une flèche blanche sur les zooms des visualisations au niveau de la fermeture de poche, se développe, longe la paroi du profil et détache progressivement la poche attachée (A). Sur les zooms de la figure 5.8 (dans la partie gauche), les flèches noires correspondent au champ de vitesse autour du profil et la flèche blanche représente le jet rentrant (RJ) se développant au niveau de la fermeture de poche.

A l'instant f ( $t * f = 0.78$ ), la poche (A) est quasiment complètement détachée du profil par le jet rentrant. Le nuage de bulles (C) du lâcher précédent a complètement implosé.

A l'instant g ( $t * f = 0.82$ ), il n'y a plus de poche attachée (A) au bord d'attaque, mais quatre structures cavitantes (indiquées par des flèches bleues).

A l'instant h ( $t * f = 0.85$ ), les quatre structures cavitantes observées à l'instant 7 ( $t * f = 0.82$ ) se sont regroupées pour former une seule structure. Les mailles la composant ont un taux de vide  $\alpha$  assez faible de  $\alpha \sim 50\%$ .

Entre h et i ( $t * f = 0.85 \rightarrow 1.01$ ), les structures cavitantes créées lors du détachement de la poche par le jet rentrant continuent de se regrouper et forment un gros nuage de bulles (C), localisé entre  $x/c = 0.26$  et  $0.48$ , avec un taux de vide  $\alpha$  au centre de  $\alpha \sim 90\%$ . Par ailleurs, à l'instant i ( $t * f = 1.01$ ) un nouveau cycle démarre avec une poche attachée (A) au bord d'attaque.

#### Diagramme spatio-temporel :

La figure 5.9 montre le diagramme spatio-temporel du taux de vide  $\alpha$  adimensionné temporellement par la fréquence de lâchers  $f$ .

Ce diagramme spatio-temporel permet notamment de repérer des périodes lors du lâcher ou d'estimer la vitesse de croissance de la poche  $V_g$ , du jet rentrant (RJ)  $V_j$  et du nuage de bulles  $V_c$ .

Entre  $t * f = 0$  et  $0.42$ , la poche croît à une vitesse de  $V_g \sim 5.3 \text{ m/s}$  environ.

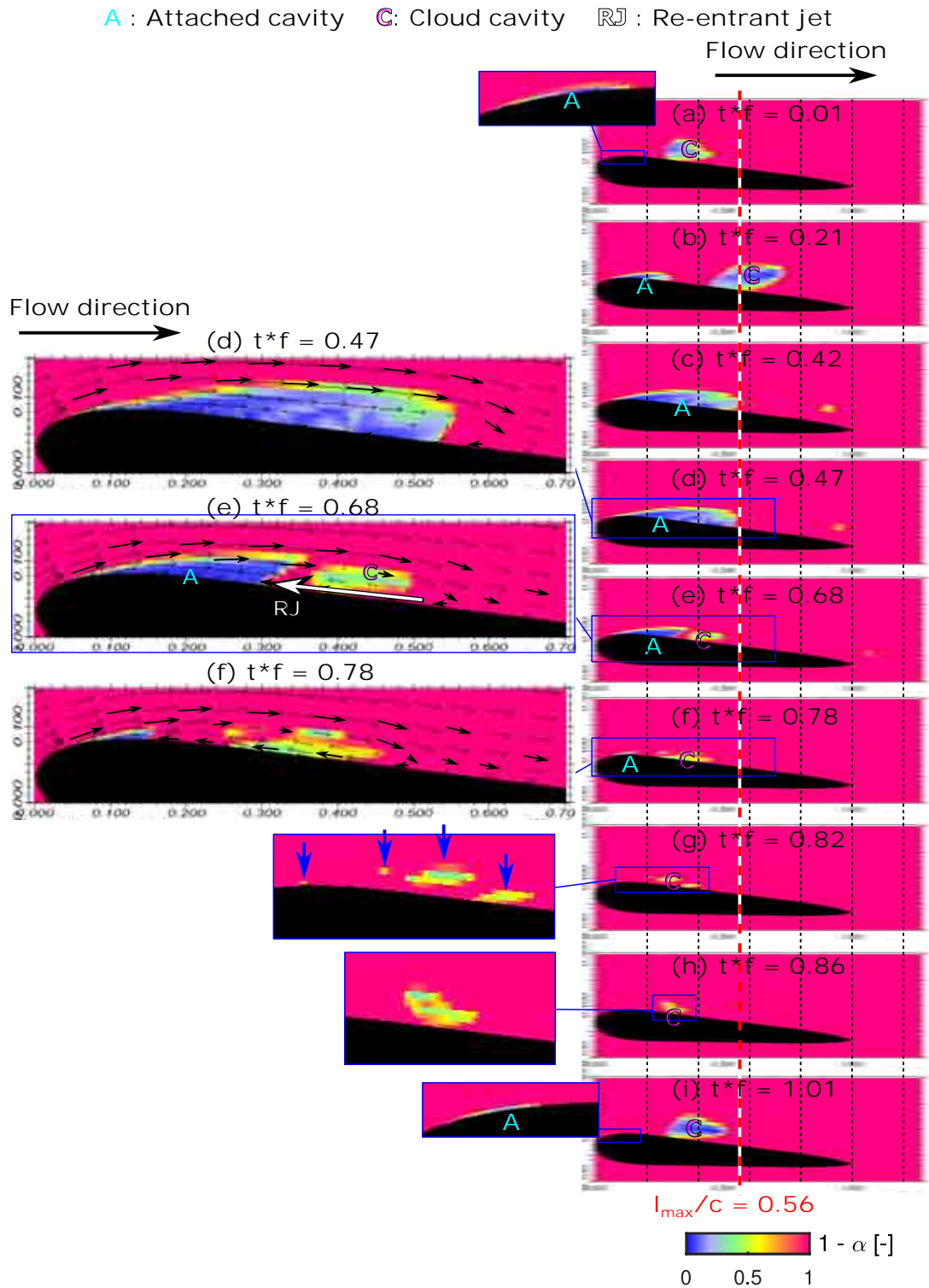


FIGURE 5.8 – Distribution du taux de vide  $\alpha$  à différents instants du cycle.  $t * f$  correspond au temps  $t$  adimensionné par la fréquence de lâchers  $f$ .

$$(N = 8 \text{ m/s}, \sigma = 1.09, i = 4^\circ, f = 42.6 \text{ Hz})$$

A : Attached cavity    C: Cloud cavity    RJ : Re-entrant jet

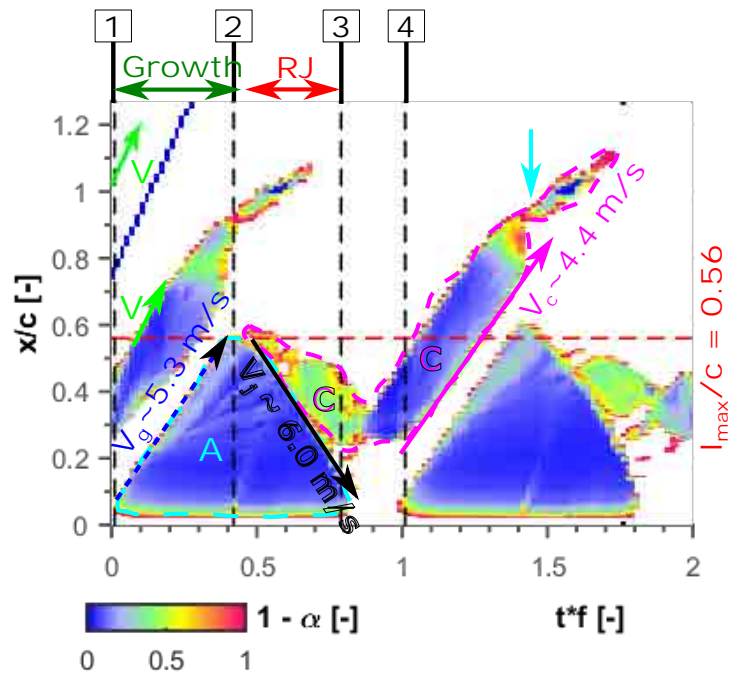


FIGURE 5.9 – Diagramme spatio-temporel du taux de vide  $\alpha$  adimensionné temporellement par la fréquence de lâchers  $f$ . Les traits verticaux noirs indiquent les instants 1, 2, 3 et 4. A l'instant 1 ( $t * f = 0.01$ ), la poche apparaît au bord d'attaque. A l'instant 2 ( $t * f = 0.42$ ), la poche atteint sa taille maximale. A l'instant 3 ( $t * f = 0.79$ ), la poche est détachée du profil par le jet rentrant. A l'instant 4 ( $t * f = 1.01$ ), une nouvelle poche apparaît au bord d'attaque.

( $V = 8 \text{ m/s}$ ,  $\sigma = 1.09$ ,  $i = 4^\circ$ ,  $f = 42.6 \text{ Hz}$ )

Lors de son développement, le jet rentrant (RJ) détache la partie aval de la poche attachée (A) en un mélange de vapeur et de liquide. Cette délimitation est clairement visible sur le diagramme spatio-temporel entre  $t * f = 0.45$  et  $0.82$  et est représentée par une flèche noire. La vitesse du jet rentrant est estimée à  $V_j \sim 6.0$  m/s.

Pendant que le jet rentrant (RJ) se propage, des structures cavitantes sont détachées, avec un taux de vide de  $\alpha \sim 0.50$ , comme celles de l'instant e, f, g ou h sur la figure 5.8. Elles se regroupent et forment à  $t * f = 0.95$  un nuage de bulles (C) très concentré,  $\alpha \sim 0.90$  au centre du nuage, visible par exemple à l'instant a ou i de la figure 5.8. Ce nuage de bulle (C) est convecté à une vitesse de  $V_c \sim 4.4$  m/s.

Or d'après Franc et al. [53], la pression le long du profil augmente progressivement après la fermeture de poche. Le nuage de bulles (C) commence donc à imploser à partir de  $t * f = 1.20$ , parce qu'il est convecté par l'écoulement dans des zones où la pression augmente. Par exemple, le taux de vide  $\alpha$  sur la partie amont du nuage est plus faible à  $t * f = 1.3$  et  $x/c \sim 0.60$  avec  $\alpha \sim 0.75$  contre  $\alpha \sim 0.90$  à  $t * f = 1$  et  $x/c \sim 0.30$ , quand le nuage de bulle vient de se créer. A partir de  $t * f = 1.35$ , le centre du nuage de bulles (C) se situe vers  $x/c = 0.70$ , l'implosion s'accélère et à  $t * f = 1.45$  la majeure partie du nuage de bulles (C) a implosé vers  $x/c = 0.90$  (indiqué par une flèche bleue claire sur la figure 5.9), comme entre l'instant 3 et 4 de la figure 5.8. A  $t * f = 1.7$  tout le nuage de bulle a implosé.

De plus, cette évolution montre bien que la fréquence déterminée à partir des oscillations du volume total de vapeur dans le domaine, voir section 5.3.1, correspond à la fréquence de lâchers  $f$  du phénomène, étant donné qu'un nouveau cycle démarre pour  $t * f = 1.01$ .

#### 5.4.1.2 Étude expérimentale

##### Visualisations :

La figure 5.10 montre des extraits d'une vidéo rapide à différents instants d'un lâcher. La poche attachée est indiquée sur les images par A, sa bordure est indiquée avec un trait bleu clair. Le nuage de bulles est indiqué avec C. Des régions de la poche, qui semble être un mélange de vapeur et de liquide (Frothy region), sont délimitées par des pointillés blancs et notées F. Les flèches blanches indiquent la progression de ces zones de mélange sans doute causées par le jet rentrant (RJ) ou des phénomènes 3D propres à la cavitation par poche, comme ceux observés par Kawanami et al. [70] sur un NACA0015.

A l'instant a ( $t * f = 0$ ), la poche attachée (A) est très petite et se situe entre  $x/c = 0.05$  et  $0.1$ . Le nuage de l'oscillation précédente (C) est visible entre  $x/c \sim 0.10$  et  $0.60$ . Entre l'instant a et b ( $t * f = 0.00 \rightarrow 0.28$ ), la poche attachée (A) grossit et le nuage de bulles (C) s'enroule sur lui même et est convecté par l'écoulement. Le nuage de bulles (C) est presque à  $x/c = 0.60$ .

A partir de l'instant c ( $t * f = 0.42$ ), une zone de mélange entre bulles et liquide (F) se forme au centre de la poche attachée et sur ses extrémités. La poche attachée (A) est

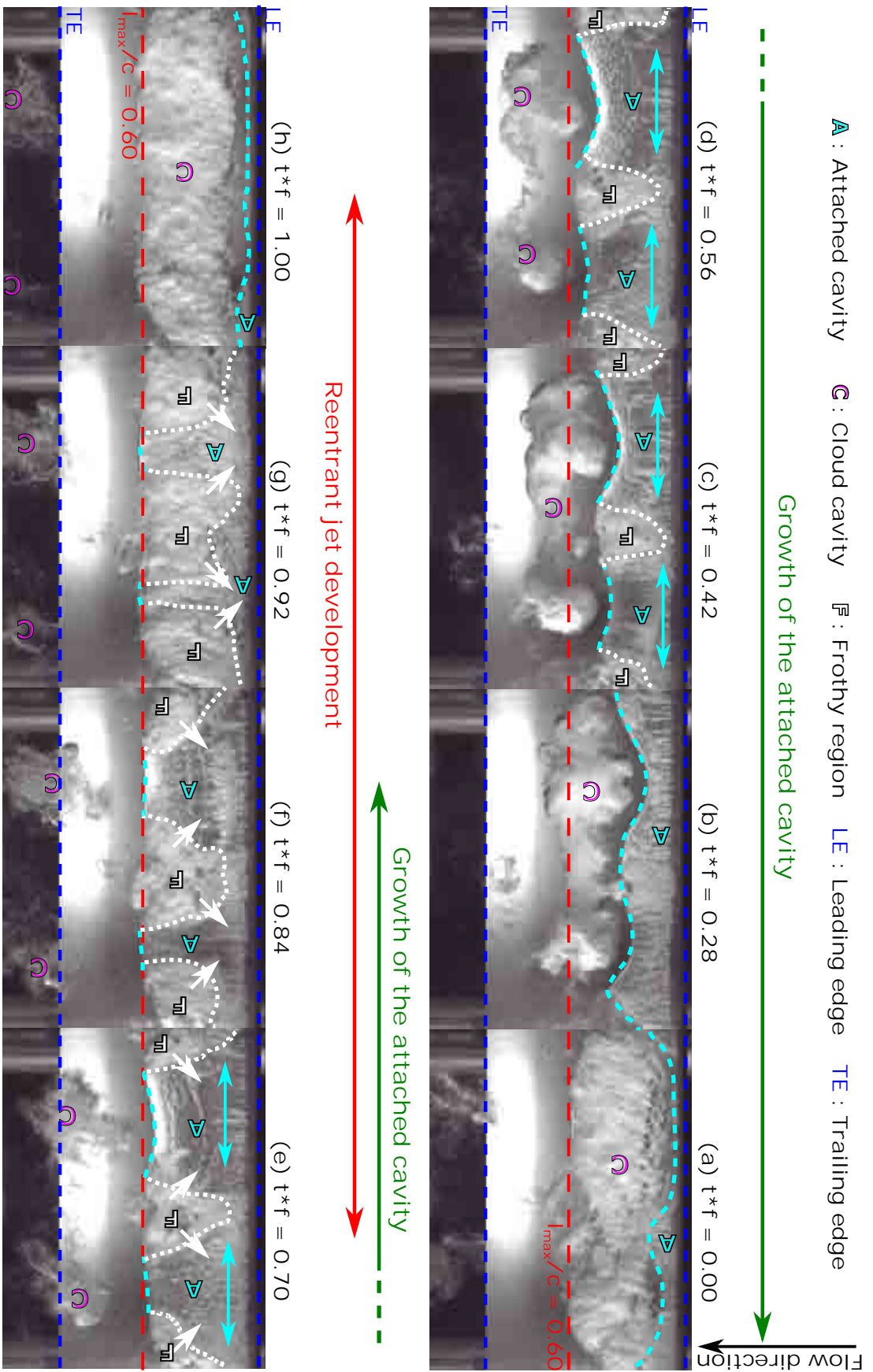


FIGURE 5.10 – Extraits d'une vidéos par caméra rapide lors d'un lâcher.  $t^*f$  correspond au temps adimensionné par la fréquence de lâchers  $f$ .

$N = 8 \text{ m/s}$ ,  $\sigma = 1.09$ ,  $i = 4^\circ$ ,  $f = 44.3 \text{ Hz}$

séparée en deux poches aussi larges que la longueur de poche maximale. Cette observation est en accord avec celle de Kawanami et al. [70], qui observent, sur un NACA0015 long de 80 mm et large de 150 mm, deux poches pour une longueur de poche maximale de  $l_{max} = 60$  mm. Pour rappel, notre profil a presque le même ratio longueur envergure que celui de Kawanami et al. [70] d'environ 55%, avec une corde de  $c = 100$  mm et une envergure de 179.5 mm. En moins de  $t * f = 0.42$ , la longueur de poche est déjà de  $x/c = 0.45$  soit 3/4 de la longueur de poche maximale  $l_{max}$ . Le nuage de bulles (C) commence à former une structure en fer à cheval.

À l'instant d ( $t * f = 0.56$ ), la poche (A) grossit et les zones de mélanges (F) suivent son évolution mais ne s'élargissent pas. Par contre, la majeure partie du nuage (C) implose vers  $x/c = 0.90$  entre l'instant c et d et se sépare en deux tourbillons cavitants.

À l'instant e ( $t * f = 0.70$ ), la poche attachée (A) atteint quasiment sa taille maximale  $l_{max}/c = 0.60$  et entre l'instant d et e les zones de mélange (F) ne se sont pas élargies. Les deux tourbillons de bulles (C) issus du nuage sont convectés par l'écoulement.

Par contre, entre l'instant e et g ( $t * f = 0.70 \rightarrow 0.92$ ), les zones de mélange (F) s'élargissent, probablement à cause de la propagation du jet rentrant, indiqué par des flèches blanches sur la figure 5.10. L'ensemble de la poche attachée se transforme progressivement en mélange de vapeur et de liquide (F). Il est intéressant de noter que la longueur de poche est quasiment constante et égale à sa longueur maximale  $l_{max}/c = 0.60$  entre l'instant e et f ( $t * f = 0.70 \rightarrow 0.92$ ). Les deux vortex (C) semblent être moins denses en bulles, ils sont en dehors du profil à l'instant g ( $t * f = 0.92$ ) et se localisent à environ  $x/c \sim 1.10$ .

Entre l'instant g et h, l'ensemble de la poche attachée se transforme en un mélange de vapeur et de liquide et est détachée du profil. Le nuage de bulles (C) est généré et une nouvelle poche apparaît, un nouveau cycle débute.

Ce mécanisme de pulsation de poche est globalement en accord avec le scénario de Le et al. [79] pour une cavitation par poche sur un profil plan-convexe. La poche croit pendant environ 84% du cycle, légèrement supérieure au 2/3 de période de Le et al. [79], probablement à cause d'une estimation différente de la longueur de poche maximale  $l_{max}$ . Par contre, le développement du jet rentrant se fait sur une période similaire de 30% du cycle environ, pour 33% d'après Le et al. [79].

### Diagramme spatio-temporel :

La figure 5.11 montre le diagramme spatio-temporel du niveau moyen de gris  $gl$  sur deux lâchers. La poche attachée est indiquée par A, la zone spatio-temporelle correspondant à la poche attachée est entourée par un trait pointillé bleu clair sur la figure 5.11. Le nuage de bulles est indiqué avec C et sa zone spatio-temporelle est encadrée avec des pointillés roses sur la figure 5.11. Ce diagramme spatio-temporel est une moyenne de la dynamique de la poche sur une partie de l'envergure. Les effets 3D locaux, selon l'envergure, visibles à  $t * f = 0.56$  sur la figure 5.10 et étudiés plus précisément dans la section 5.4.2.2, sont donc moyennés.



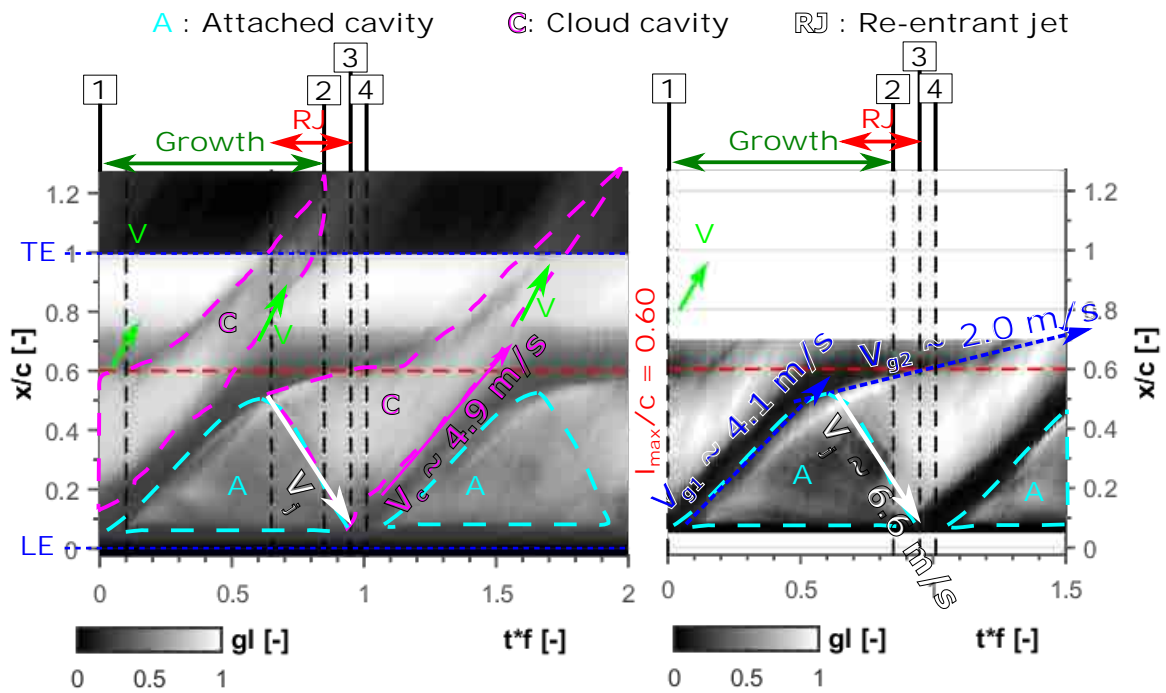


FIGURE 5.11 – Diagrammes spatio-temporels du niveau moyen de gris selon l'envergure sur deux lâchers.  $t * f$  correspond au temps adimensionné par la fréquence de lâchers  $f$ . A l'instant 1 ( $t * f = 0.01$ ), la poche apparaît au bord d'attaque. A l'instant 2 ( $t * f = 0.85$ ), la poche atteint sa taille maximale. A l'instant 3 ( $t * f = 0.95$ ), la poche est détachée du profil par le jet rentrant. A l'instant 4 ( $t * f = 1.00$ ), une nouvelle poche apparaît au bord d'attaque.

$$(V = 8 \text{ m/s}, \sigma = 1.09, i = 4^\circ, f = 44.3 \text{ Hz})$$

Malheureusement, à cause de l'éclairage, à partir de  $x/c = 0.72$  les couleurs s'inversent, le noir correspond à des structures de vapeur et le blanc au profil. Pour augmenter le contraste, la partie du diagramme spatio-temporel entre  $x/c = 0.05$  et  $0.70$  est isolée et l'échelle de niveau de gris moyen est rééchantillonnée entre 0 et 1. 0 correspond à une couleur noir et le 1 à une couleur blanche.

Sur le diagramme spatio-temporel, quatre périodes sont visibles. Une période de forte croissance de la poche entre  $t * f = 0$  et  $0.50$ , avec une vitesse  $V_{g1} \sim 4.1$  m/s (voir partie droite de la figure 5.11). Ensuite entre  $t * f = 0.60$  et  $0.85$ , la poche croît plus lentement avec une vitesse de  $V_{g2} \sim 2.0$  m/s environ et cette diminution concorde avec l'apparition du jet rentrant, noté RJ sur la figure 5.11. Le nuage de bulles (C) se déplace dans un premier temps à une vitesse de  $V_c \sim 4.9$  m/s entre  $t * f = 0.95$  et  $1.5$ , c'est à dire quand il s'enroule sur lui même pour former une structure en fer à cheval comme sur les instants a, b, c, d et e de la figure 5.10. Les deux vortex, observés par exemple entre d et f sur la figure 5.10, sont convectés à la vitesse de l'écoulement entre  $t * f = 1.5$  et  $1.8$

De plus, le diagramme spatio-temporel permet d'estimer la vitesse du jet rentrant. Un niveau de gris sombre, de 0.50 sur la gauche et 0.25 à droite sur la figure 5.11 semble signifier que la poche est translucide et composée de vapeur sur la majeure partie de son enveloppe, comme sur les images a, b, c et d de la figure 5.10. Par contre, le mélange de vapeur et de liquide semble plus clair avec un niveau de gris de 0.80 à gauche et presque 1.00 à droite sur la figure 5.11. Par conséquent, il est possible de suivre la progression du jet rentrant sur ce diagramme, qui marque la limite entre une poche pleine de vapeur et un mélange de vapeur et de liquide. La flèche blanche sur la figure 5.11 symbolise cette progression. La vitesse du jet rentrant (RJ) est donc d'environ  $V_j \sim 6.6$  m/s.

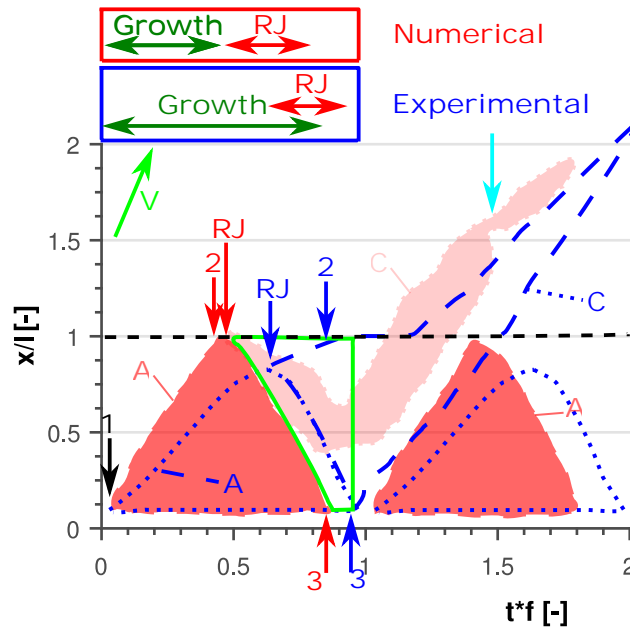
De plus, la fréquence déterminée à partir de la FFT du niveau moyen de gris en fonction du temps, voir la section 5.3.2, correspond bien à celle de l'oscillation parce qu'à  $t * f = 1.00$ , une nouvelle poche apparait au bord d'attaque.

#### 5.4.1.3 Comparaisons

La figure 5.12 regroupe les contours des poches obtenues à partir des diagrammes spatio-temporels numérique et expérimental adimensionnés par la longueur de poche  $l$  et la fréquence de lâchers  $f$ . Les zones et les flèches rouges et roses correspondent au cas numérique. Les zones et les flèches bleues correspondent au cas expérimental, les traits bleus sont les contours des zones spatio-temporelles où la poche est attachée A ou au contraire détachée et sous forme de nuage de bulles C.

Le tableau 5.1 regroupe les résultats numériques et expérimentaux de l'étude de la dynamique de poche pour une incidence de  $i = 4^\circ$ , un nombre de cavitation  $\sigma = 1.09$  et une vitesse de l'écoulement de  $V = 8.0$  m/s.

Que ce soit numériquement et expérimentalement, les mêmes périodes sont visibles. Dans un premier temps entre l'instant 1 et 2, la poche croît jusqu'à atteindre sa taille



RJ : Reentrant jet A : Attached cavity C : Cloud cavity

FIGURE 5.12 – Contours des diagrammes spatio-temporels numérique (en rouge) et expérimental (en bleu) adimensionnés par la longueur de poche  $l$  et la fréquence de lâchers  $f$ .  $t * f$  correspond au temps  $t$  adimensionné par la fréquence de lâchers  $f$ .  $x/l$  correspond à la position  $x$  adimensionnée par la longueur de poche  $l$ . L'instant 1 correspond à l'apparition de la poche au bord d'attaque. A l'instant 2 la poche atteint sa taille maximale. A l'instant 3, la poche est complètement détachée du profil. La flèche RJ correspond au moment d'apparition du jet rentrant.

$$(V = 8 \text{ m/s}, \sigma = 1.09, i = 4^\circ)$$

TABLEAU 5.1 – Récapitulatif des caractéristiques de la dynamique de poche numérique et expérimentale.  $V$  est la vitesse de l'écoulement. ( $V = 8 \text{ m/s}, \sigma = 1.09, i = 4^\circ$ )

	Unités	Numérique	Expérimental
<b>Apparition d'une poche au bord d'attaque (<math>t_1 * f</math>)</b>	%	0	0
<b>Longueur de poche maximale (<math>t_2 * f</math>)</b>	%	45	85
<b>Poche détachée du profil (<math>t_3 * f</math>)</b>	%	82	95
<b>Nouvelle poche au bord d'attaque (<math>t_4 * f</math>)</b>	%	100	100
<b>Vitesse de croissance (<math>V_g</math>)</b>	m/s	5.3	4.1 - 1.8
<b>Vitesse du jet rentrant (<math>V_j</math>)</b>	m/s	6.0	6.6
<b>Vitesse du nuage de bulles (<math>V_c</math>)</b>	m/s	4.4	4.9
<b>Longueur de poche (<math>l/c</math>)</b>	-	0.56	0.60
<b>Fréquence de lâchers (<math>f</math>)</b>	Hz	42.3	44.3
<b>Strouhal (<math>St = fl/V</math>)</b>	-	0.30	0.33
$V_g/V$	%	66	51 - 23
$V_j/V$	%	75	83
$V_c/V$	%	55	61

maximale  $l_{max}$ . Le jet rentrant se développe (l'instant d'apparition du jet rentrant RJ est indiqué par une flèche verticale) et détache la poche du profil à l'instant 3, générant le nuage de bulles. Enfin, une nouvelle poche se développe au bord d'attaque et le cycle recommence à l'instant 4.

Par contre, la durée des périodes n'est pas identique. La période de croissance est deux fois plus longue expérimentalement ( $t_2 * f = 0.85$ ) que numériquement ( $t_2 * f = 0.45$ ). Par ailleurs, la période de croissance expérimentale se découpe en deux avec un jet rentrant se formant avant la fin de la croissance. L'instant d'apparition du jet rentrant RJ est indiqué par une flèche verticale bleue à  $t * f = 0.65$  sur la figure 5.12. Ainsi, entre  $t * f = 0$  et  $t * f = 0.65$  la vitesse de croissance est de  $V_{g1} \sim 4.1$  m/s et elle ralentit à  $V_{g2} \sim 2.0$  m/s entre  $t * f = 0.65$  et 0.85. Cette diminution semble donc être associée au développement du jet rentrant à  $t * f \sim 0.65$  sur une partie de l'envergure du profil.

La durée de la période de développement du jet rentrant est presque la même expérimentalement et numériquement et est de 30% de la période d'oscillation. Les vitesses du jet rentrant  $V_j$  numérique et expérimentale sont similaires et respectivement de  $V_j \sim 6.0$  m/s et  $V_j \sim 6.6$  m/s.

Cependant, à partir du moment où la poche commence à être détachée par le jet rentrant (RJ) et se compose d'un mélange de vapeur et de liquide (zone spatio-temporelle encadrée en vert sur la figure 5.12), la simulation numérique donne des résultats plus éloignés de l'expérimental. Numériquement des structures cavitantes sont créées lors de la progression du jet rentrant (RJ) et se localisent entre  $x/l = 0.35$  et 1.00, alors qu'expérimentalement le nuage de bulles est généré entre  $x/l = 0.1$  et 1.00. La largeur du nuage de bulles est  $x/l = 0.90$  expérimentalement et de  $x/l = 0.20$  numériquement. Ces différences ne sont pas surprenantes étant donnée qu'expérimentalement le détachement de la poche est fortement 3D, voir instants e, f et g de la figure 5.10 et ne se fait pas selon une direction perpendiculaire à l'écoulement.

Expérimentalement, le nuage de bulles formé lors de la progression du jet rentrant n'est pas convecté par l'écoulement tant que toute la poche attachée n'est pas détachée sur toute l'envergure du profil. Mais numériquement, lors de la progression du jet rentrant, la poche attachée se casse en plusieurs structures cavitantes localisée entre  $x/c = 0.35$  et 1.00, comme à  $t * f = 0.82$  sur la figure 5.8, qui se regroupent pour former une structure cavitante convectée par l'écoulement.

Par contre, à partir de  $t * f = 0.95$  le nuage de bulles (C) numérique est formé et stable, comme ceux de l'instant a et i sur la figure 5.8. Le comportement de ce nuage est alors similaire à celui expérimental et la majeure partie du nuage implose vers  $l/c \sim 1.5$ , cet instant est indiqué par une flèche bleue claire sur la figure 5.12. Ces deux nuages se déplacent à des vitesses très proches respectivement de  $V_c \sim 4.4$  m/s (numériquement) et 4.9 m/s (expérimentalement).

De plus, numériquement il n'y a pas de poche au bord d'attaque pendant  $t * f = 0.15$

au lieu de 0.05 expérimentalement.

Enfin, entre les fréquences d'oscillation numérique et expérimentale, respectivement de  $f = 42.3$  et  $44.3$  Hz, l'accord est satisfaisant.

La figure 5.13 montre une comparaison entre un diagramme spatio-temporel numérique du taux de vide  $\alpha$  (en haut) et expérimental du niveau moyen de gris  $gl$  (en bas) pour une vitesse d'écoulement de  $V = 8$  m/s, un nombre de cavitation de  $\sigma = 1.09$  et une incidence de  $i = 4^\circ$  sur environ 11 lâchers en fonction du temps.

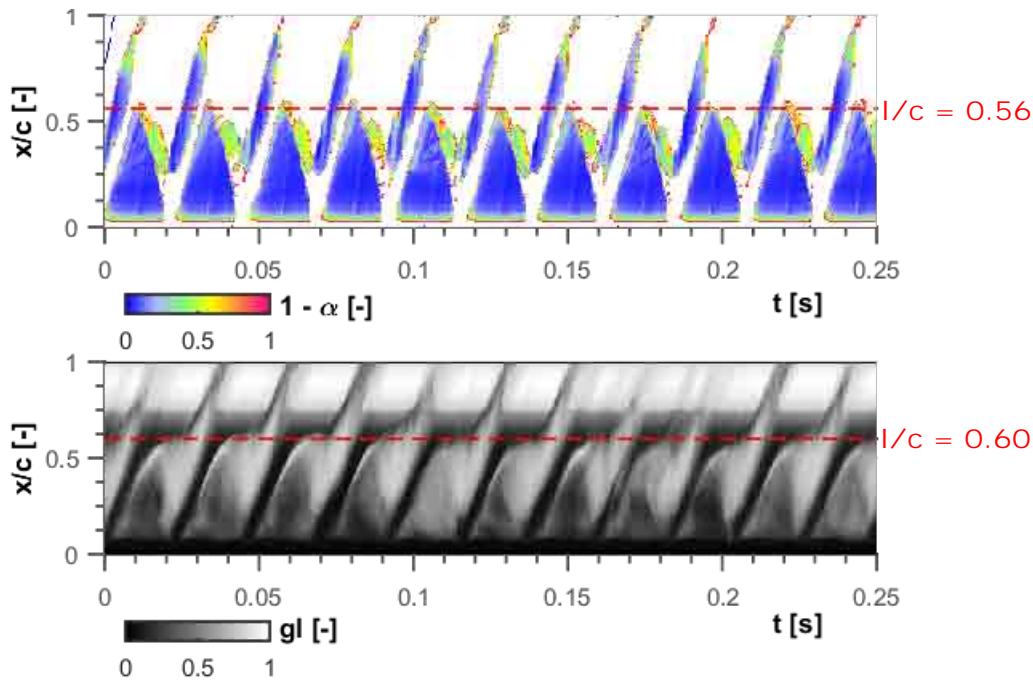


FIGURE 5.13 – Diagrammes spatio-temporels numérique du taux de vide  $\alpha$  (en haut) et expérimental du niveau moyen de gris  $gl$  pour un point de fonctionnement.  $l/c$  correspond la longueur de poche. ( $V = 8$  m/s,  $\sigma = 1.09$ ,  $i = 4^\circ$ )

En conclusion, le comportement local de la poche et du nuage de bulles sur un lâcher sont bien simulés, avec une légère différence quand l'écoulement est fortement 3D. Malgré une modélisation 2D, le comportement global de la poche, en particulier la fréquence d'oscillation  $f$  et la longueur de poche  $l$  caractérisant un écoulement cavitant de type poche attachée, sont bien estimées pour un lâcher (figures 5.9 et 5.11), ou pour plusieurs lâchers (figure 5.13).

#### 5.4.2 Influence des paramètres hydrodynamiques

L'objectif de cette section est de voir si les résultats obtenus expérimentalement et numériquement pour le point de fonctionnement défini par une vitesse de  $V = 8$  m/s, un nombre de cavitation  $\sigma = 1.09$  et une incidence de  $i = 4^\circ$  sont généralisables.

Les diagrammes spatio-temporels ont été adimensionnés par la fréquence de lâchers  $f$  en abscisse ( $t * f$ ) et par la longueur de poche  $l$  en ordonnée ( $x/l$ ) pour comparer nos

différents points de fonctionnement, comme sur les figures 5.14 et 5.15. Cette adimensionnalisation permet de voir, si les paramètres hydrodynamiques comme l'incidence  $i$ , le nombre de cavitation  $\sigma$  et la vitesse de l'écoulement  $V$  ont une influence sur la localisation spatio-temporelle adimensionnelle des instants 1, 2, 3 et 4 identifiés dans la section 5.4.1. De regarder dans un second temps, si le ratio entre les vitesses de croissance ( $V_{g1}$  et  $V_{g2}$ ), du jet rentrant ( $V_j$ ), du nuage de bulles ( $V_c$ ) et de la vitesse de l'écoulement  $V$  est similaire d'un point à un autre.

Pour rappel, à l'instant 1 la poche se forme au bord d'attaque  $t_1 * f = 0$  et  $x_1/l = 0$ . A l'instant 2, la poche atteint sa taille maximale à  $t_2 * f = 0.45$  (numériquement) et  $t_2 * f = 0.85$  (expérimentalement) et  $x_2/l = 1$ . A l'instant 3, la poche est complètement détachée du profil par le jet rentrant,  $t_3 * f = 0.80$  (numériquement) et  $t_3 * f = 0.95$  (expérimentalement) et  $x_3/l = 0$ . A l'instant 2, une nouvelle poche se crée au bord d'attaque à  $t_3 * f = 1.00$  et  $x_3/l = 0$ .

#### 5.4.2.1 Résultats numériques

Le tableau 5.2 regroupe la dynamique de poches des points numériques de la figure 5.14.

TABLEAU 5.2 – Dynamique de poche des points numériques de la figure 5.14.

$i$ °	$V$ m/s	$\sigma$ -	$l_{max}$ mm	$f$ Hz	$St = fl/V$ -	$t_2 * f$ %	$t_3 * f$ %	$V_{g1}/V$ %	$V_{g2}/V$ %	$V_j/V$ %	$V_c/V$ %
4	8.0	1.09	56	42.6	0.30	45	82	66	75	55	
	10.0	1.09	56	55.5	0.31	40	80	77	88	32	
6	8.0	1.26	60	41.1	0.31	50	70	40	102	34	
	8.0	1.46	37	66.5	0.31	50	78	54	95	35	

#### Nombre de cavitation

La figure 5.14.(a) montre l'influence du nombre de cavitation sur le comportement de la poche, pour une vitesse d'écoulement fixée à  $V = 8.0$  m/s et une incidence de  $i = 6^\circ$ . Le nombre de cavitation est de  $\sigma = 1.26$  pour (a.1) et de  $\sigma = 1.46$  pour (a.2).

Une augmentation du nombre de cavitation  $\sigma$  entraîne une diminution de la longueur de poche  $l$  et une augmentation de la fréquence de lâchers  $f$ . Par contre, le comportement de la poche est identique dans les deux cas. La poche atteint sa taille maximale à l'instant 2 ( $t * f = 0.50$ ) et est détachée du profil à l'instant 4 ( $t * f = 0.78$ ). Une importante partie du nuage collapse vers  $t * f \sim 1.50$  et  $x/l = 1.60$  (indiquée par une flèche rouge sur la figure 5.14).

De plus, les ratios de croissance  $V_g/V$ , du jet  $V_j/V$  et du nuage du bulles  $V_c/V$  sont du même ordre de grandeur, respectivement  $V_g/V \sim 40 - 54\%$ ,  $V_j/V \sim 95 - 102\%$  et  $V_c/V \sim$

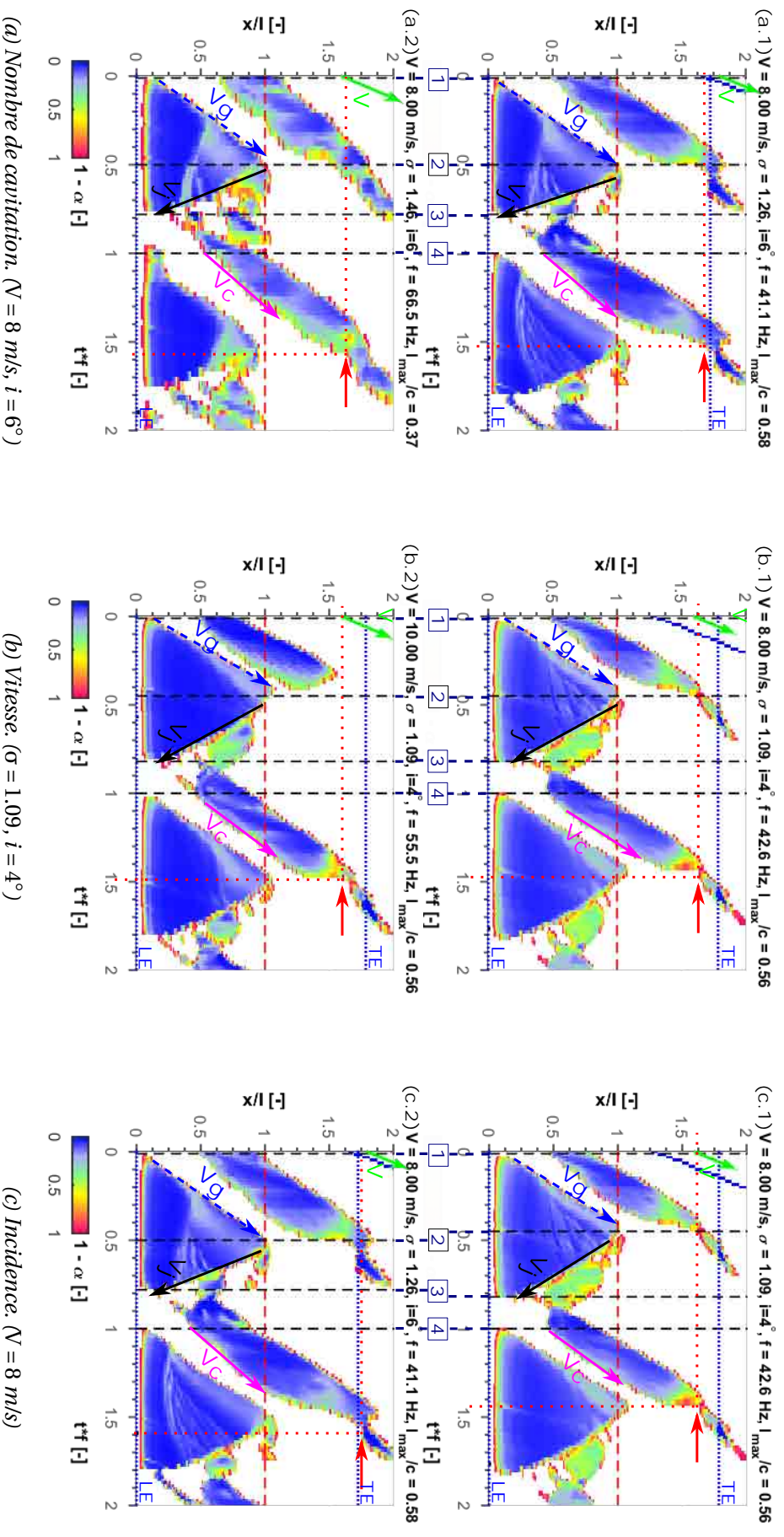


FIGURE 5.14 – Influence des paramètres hydrodynamiques sur la dynamique de poche numérique.  $V$  en vert clair est la vitesse de l'écoulement.  $V_g$  en bleu foncé est la vitesse de croissance de la poche.  $V_j$  en noir est la vitesse du jet rentrant.  $V_c$  en rose est la vitesse du nuage de bulles. LE et TE correspondent respectivement au bord d'attaque et de fuite. A l'instant 1, la poche apparaît au bord d'attaque. A l'instant 2, la poche atteint sa taille maximale. A l'instant 3, la poche est détachée du profil par le jet rentrant. A l'instant 4, une nouvelle poche apparaît au bord d'attaque.

34 – 35%, voir tableau 5.2.

### Vitesse

La figure 5.14.(b) montre l'influence de la vitesse sur le comportement de la poche pour un nombre de cavitation de  $\sigma = 1.09$  et une incidence de  $i = 4^\circ$ .

La longueur de poche  $l$  du cas (b.1) pour une vitesse de  $V = 8$  m/s est la même que pour une vitesse de  $V = 10$  m/s (b.2). Seule la fréquence de lâchers  $f$  augmente avec la vitesse, elle est de  $f = 55.5$  Hz pour  $V = 10$  m/s (b.2) contre  $f = 42.6$  Hz pour  $V = 8$  m/s (b.1).

Malgré cette différence, le comportement de la poche est le même entre les deux cas. La poche atteint sa taille maximale à l'instant 2 ( $t * f = 0.45$ ) et est détachée du profil à l'instant 3 ( $t * f = 0.80$ ). La majeure partie du nuage de bulles implose à  $t * f \sim 1.50$  et  $x/l = 1.60$ .

De plus, les ratios sont similaires avec  $V_g/V \sim 66 - 77\%$ ,  $V_j/V \sim 78 - 88\%$  et  $V_c/V \sim 32 - 55\%$ . L'écart est plus important pour la vitesse du nuage, voir tableau 5.2.

Ainsi, la vitesse a un rôle clef dans la dynamique de la poche, en particulier sur la fréquence de lâchers  $f$ .

### Incidence

La figure 5.14.(c) montre l'influence de l'incidence  $i$  sur le comportement de la poche pour une vitesse de  $V = 8$  m/s et une même longueur de poche  $l/c \sim 0.6$ . Dans ces conditions, la vitesse de l'écoulement  $V$  et la longueur de poche  $l$  sont imposées et l'incidence  $i$  n'a pas d'impact sur la fréquence de lâchers,  $f \sim 42$  Hz.

Le comportement global est le même pour les deux incidences. Cependant, la poche atteint sa taille maximale à l'instant 2 ( $t * f = 0.45$ ) pour l'incidence de  $i = 4^\circ$  (c.1) et est légèrement en avance de  $t * f = 0.05$  par rapport à l'incidence  $i = 6^\circ$  (c.2). La vitesse de croissance est donc plus rapide à  $i = 4^\circ$  qu'à  $6^\circ$ . Par conséquent, le ratio de la vitesse de croissance  $V_g/V$  est plus grand pour  $i = 4^\circ$  ( $V_g/V \sim 66\%$ ) que pour  $i = 6^\circ$  ( $V_g/V \sim 40\%$ ), voir tableau 5.2. Par contre, le jet rentrant est 1.4 fois plus rapide pour une incidence de  $i = 6^\circ$  (c.2) qu'à  $4^\circ$  (c.1) et la poche est détachée au même instant 3 ( $t * f \sim 0.79$ ).

Par ailleurs, le nuage de bulles est plus rapide à une incidence  $i = 4^\circ$  (c.1) qu'à  $6^\circ$  (c.2),  $V_c/V$  vaut respectivement 55% et 34%. Mais le nuage est moins volumineux à  $i = 4^\circ$ . Cette dernière remarque est bien en accord avec le fait qu'à une incidence plus forte la poche est plus épaisse. C'est pourquoi, la majeure partie du nuage de bulles implose plus tard et plus loin pour une incidence de  $i = 6^\circ$  (c.2) à  $t * f = 1.60$  et  $x/l = 1.70$  au lieu de  $t * f = 1.45$  et  $x/l = 1.60$  pour  $i = 4^\circ$  (c.1).

#### 5.4.2.2 Résultats expérimentaux

Le contraste n'est pas toujours très marqué, en particulier pour la figure 5.15.(a.2). C'est pourquoi pour chaque cas, les instants 1, 2, 3 et 4 ont été déterminés en regardant la vidéo



de l'écoulement. Dans ces conditions, les vitesses regroupées dans les tableaux 5.3 et 5.4 ne sont que des ordres de grandeurs.

TABLEAU 5.3 – Dynamique de poche des points expérimentaux de la figure 5.15.

$i$	$V$	$\sigma$	$l_{max}$	$f$	$St = fl/V$	$t_2 * f$	$t_3 * f$	$V_{g1}/V$	$V_{g2}/V$	$V_j/V$	$V_c/V$
°	m/s	-	mm	Hz	-	%	%	%	%	%	%
4	6.0	1.09	63	32.0	0.34	85	95	50	33	72	53
	8.0	1.09	60	44.3	0.33	85	95	51	23	83	61
6	8.0	1.37	54	47.0	0.32	85	95	49	15	71	60
	8.0	1.57	40	78.6	0.39	85	95	53	19	81	75

La croissance de la poche expérimentale se fait en deux étapes comme expliqué dans la section 5.4.1.2. Une première étape très rapide associée à une vitesse  $V_{g1}$  et une seconde étape plus lente à une vitesse de  $V_{g2}$  à partir du moment où le jet rentrant se développe sur une partie de l'envergure.

Il faut noter que les diagrammes spatio-temporels expérimentaux donnent la dynamique moyenne de la poche sur toute l'envergure du profil étudiée et moyennent donc les effets 3D le long de l'envergure, voir section 5.4.2.2.

### Nombre de cavitation

La figure 5.15.(a) montre l'influence du nombre de cavitation pour une vitesse de  $V = 8.0$  m/s et une incidence de  $i = 6^\circ$ .

Une augmentation du nombre de cavitation  $\sigma$  entraîne une diminution de la longueur de poche  $l$  et une augmentation de la fréquence de lâchers  $f$ . Dans cet exemple, la longueur de poche  $l$  et la fréquence de lâchers  $f$  sont respectivement de  $l/c = 0.54$  et  $f = 47.0$  Hz pour  $\sigma = 1.37$  (a.1) et de  $l/c = 0.40$  et  $f = 78.6$  Hz pour  $\sigma = 1.57$  (a.1)

Néanmoins, le comportement de la poche est identique. La poche croit jusqu'à atteindre sa taille maximale à l'instant 2 ( $t * f = 0.85$ ) et est complètement détachée du profil à l'instant 3 ( $t * f = 0.95$ ).

De plus, les ratios de croissance  $V_{g1}/V$  et  $V_{g2}/V$ , du jet rentrant  $V_j/V$  et du nuage de bulles  $V_c/V$  sont très proches pour les deux cas et valent respectivement  $V_{g1}/V \sim 49 - 53\%$  et  $V_{g2}/V \sim 15 - 19\%$ ,  $V_j/V \sim 72 - 83$  et  $V_c/V \sim 60 - 75\%$ , voir tableau 5.3.

### Vitesse

La figure 5.15.(b) montre l'influence de la vitesse de l'écoulement  $V$ , pour un nombre de cavitation  $\sigma = 1.09$  et une incidence de  $i = 6^\circ$ .

Tout d'abord, la longueur de poche  $l/c$  est presque la même et est de  $l/c \sim 0.60 - 0.63$ . Par contre, la fréquence de lâchers  $f$  augmente avec la vitesse de l'écoulement  $V$ . Elle est de  $f = 32,0$  Hz pour  $V = 6$  m/s (b.1) et de  $f = 44.3$  Hz pour  $V = 8$  m/s (b.2).

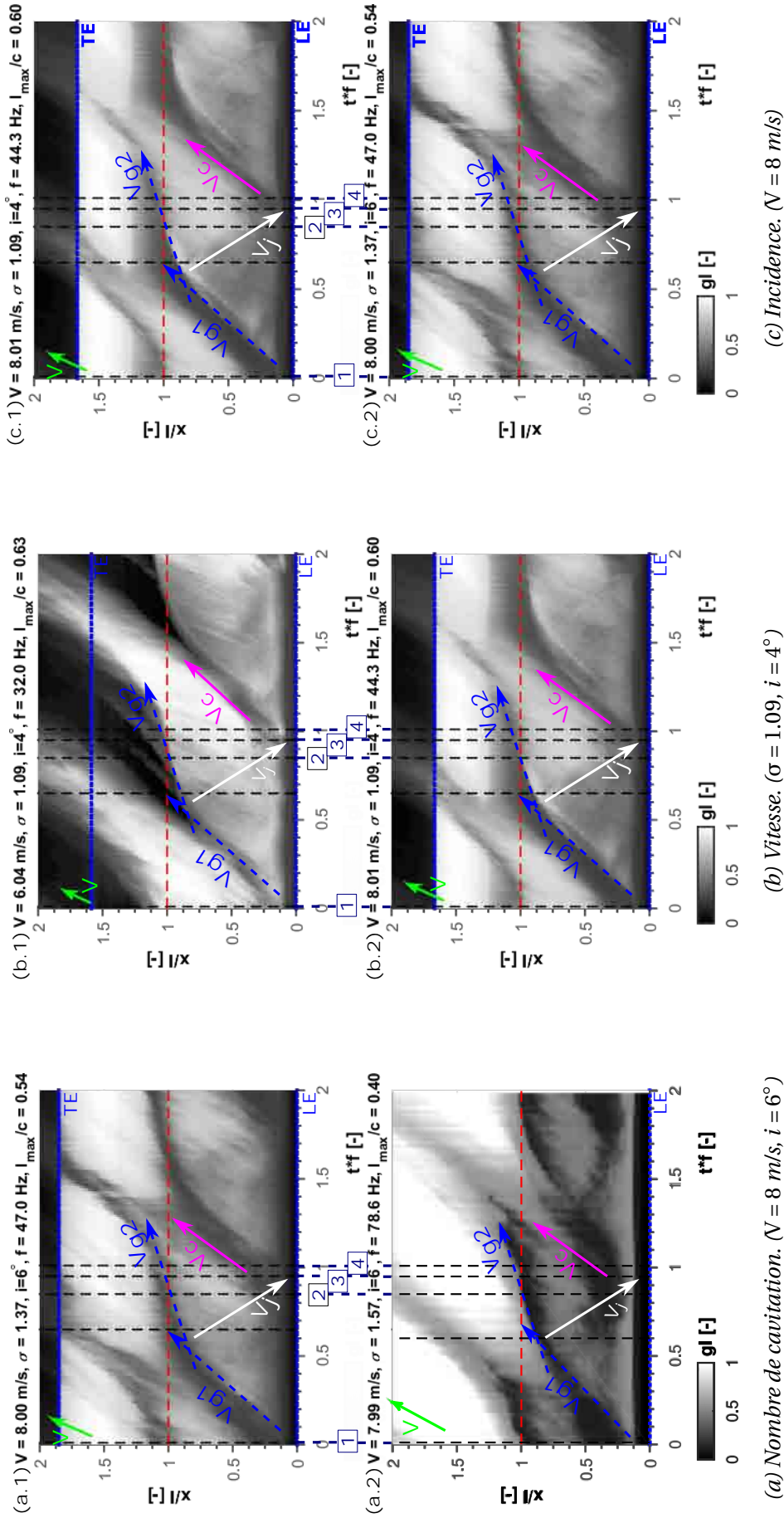


FIGURE 5.15 – Influence des paramètres hydrodynamiques sur la dynamique de poche expérimentale.  $V$  en vert clair est la vitesse de l'écoulement.  $V_g$  en bleu foncé est la vitesse de croissance de la poche.  $V_j$  en blanc est la vitesse du jet rentrant.  $V_c$  en rose est la vitesse du nuage de bulles. LE et TE correspondent respectivement au bord d'attaque et de fuite. A l'instant 1, la poche apparaît au bord d'attaque. A l'instant 2, la poche atteint sa taille maximale. A l'instant 3, la poche est détachée du profil par le jet rentrant. A l'instant 4, une nouvelle poche apparaît au bord d'attaque.

De plus, comme la vitesse de l'écoulement  $V$  est directement liée à la fréquence de lâchers  $f$ , elle ne change pas le comportement de la poche dans le diagramme spatio-temporel adimensionné. La poche grandit et atteint sa taille maximale à l'instant 1 ( $t * f = 0.85$ ) et le jet rentrant la détache du profil à l'instant 3 ( $t * f = 0.95$ ).

Les vitesses de croissance  $V_{g1}$  et  $V_{g2}$ , du jet rentrant  $V_j$  et du nuage de bulles  $V_c$  sont du même ordre de grandeur, c'est à dire  $V_{g1}/V \sim 50-51\%$  et  $V_{g2}/V \sim 23-33\%$ ,  $V_j/V \sim 72-83\%$  et  $V_c/V \sim 53-61\%$ , voir tableau 5.3.

### Incidence

La figure 5.15.(c) montre l'influence de l'incidence  $i$  pour une vitesse fixée à  $V = 8.0$  m/s et une longueur de poche  $l/c \sim 0.54-0.60$ .

Les incidences sont différentes. Les longueurs de poche  $l$  sont très proches et la vitesse de l'écoulement  $V$  est fixée. Par conséquent, les fréquences de lâchers sont du même ordre de grandeur,  $f \sim 46.0$  Hz.

Par ailleurs, le comportement de la poche est similaire. La poche atteint sa taille maximale à l'instant 2 ( $t * f = 0.85$ ) et est détachée du profil à l'instant 3 ( $t * f = 0.95$ ).

Enfin, l'incidence  $i$  n'a pas d'impact sur les vitesses de croissance  $V_{g1}$  et  $V_{g2}$ , du jet rentrant  $V_j$  et du nuage de bulles  $V_c$ , valant respectivement  $V_{g1}/V \sim 49-51\%$  et  $V_{g2}/V \sim 15-23\%$ ,  $V_j/V \sim 71-83\%$  et  $V_c/V \sim 60-61\%$ , voir tableau 5.3.

### Effets 3D :

La figure 5.16 permet de visualiser la dynamique de poche moyenne le long de l'envergure et les effets 3D pour trois points de fonctionnement à une vitesse de  $V = 8$  m/s, une incidence de  $i = 6^\circ$  avec différents nombres de cavitation, (a)  $\sigma = 1.12$ , (b)  $\sigma = 1.37$  et (c)  $\sigma = 1.57$ .

Quel que soit le point de fonctionnement, pour une incidence  $i = 6^\circ$ , la durée des différentes étapes d'un lâcher est la même que pour une incidence de  $i = 4^\circ$ , voir section 5.4.1.2. La poche atteint sa longueur maximale à l'instant 2 ( $t * f = 0.85$ ), est détachée par le jet rentrant à l'instant 3 ( $t * f = 0.95$ ) et une autre poche se développe à l'instant 4 ( $t * f = 1.00$ ). Par conséquent, l'incidence  $i$  et le nombre de cavitation  $\sigma$  n'ont pas d'influence sur la durée des différentes étapes d'un lâcher. Cette observation est en accord avec le fait que pour une cavitation par poche, le Strouhal basé sur la longueur de poche  $l$ ,  $St = fl/V$ , est constant et à peu près de 0.30, voir figure 5.19.

De plus, dans les trois cas, la croissance de la poche selon l'envergure est 3D, comme observé sur un NACA0015 par Kawanami et al. [70]. La poche attachée globale est coupée selon son envergure en une ou plusieurs poches (indiquées par des doubles flèches bleues claires sur la figure 5.16), presque aussi larges que la longueur de poche maximale  $l_{max}$ , représentée par un trait pointillé rouge. Cette séparation est due à des zones de mélange de liquide et de vapeur, indiquées par F et délimitées par un trait pointillé blanc sur la figure 5.16. Ces poches forment des croissants, avec les extrémités droites et gauches toujours en

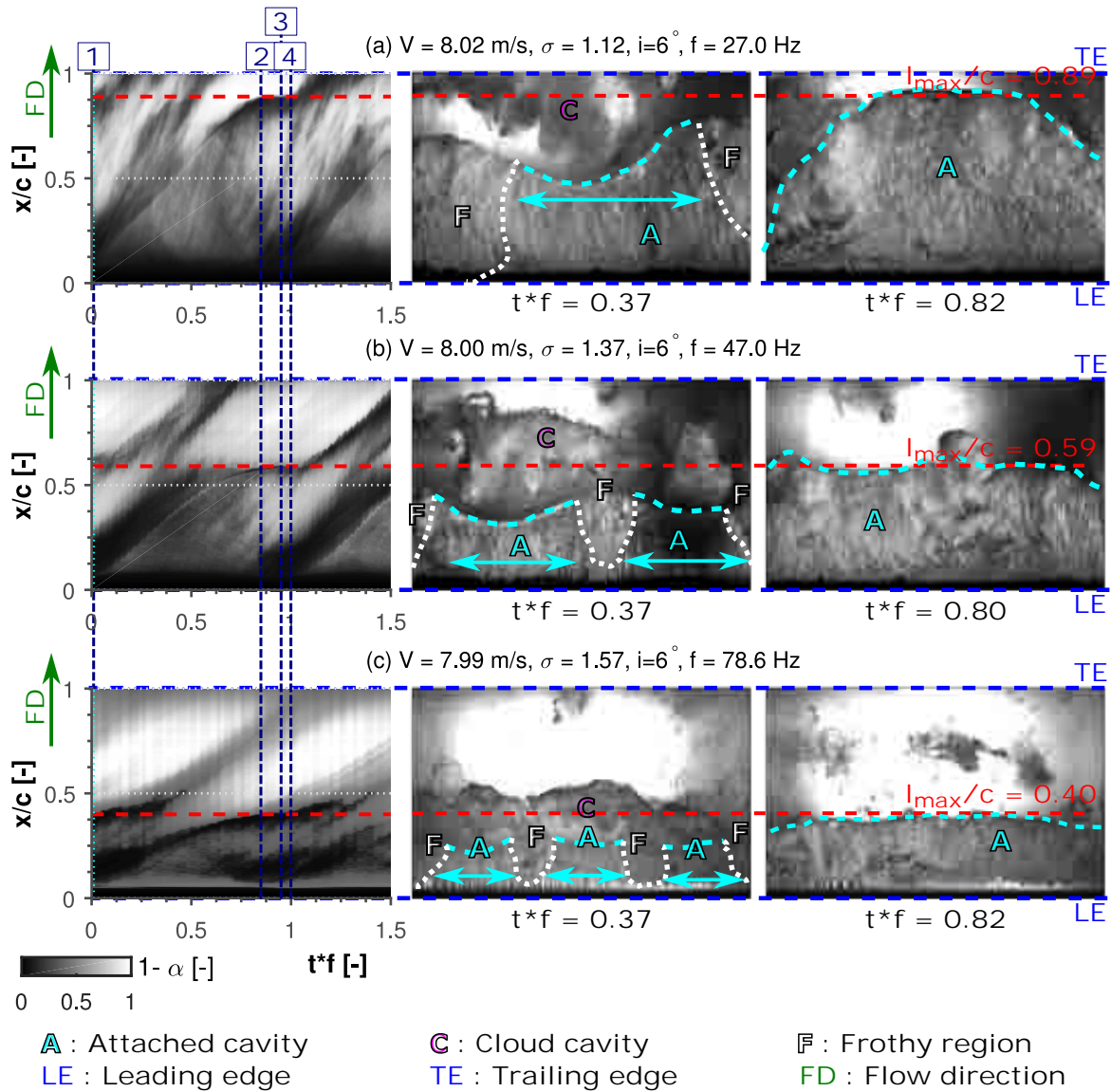


FIGURE 5.16 – Diagrammes spatio-temporels du niveau moyen de gris sur 1.5 lâchers (à gauche) et visualisations à un instant de la croissance de la poche (au centre) et quand la poche a quasiment atteint sa taille maximale (à droite) pour une incidence  $i = 6^\circ$ , une vitesse de l'écoulement de  $V = 8.0 \text{ m/s}$  et un nombre de cavitation (a)  $\sigma = 1.12$ , (b)  $\sigma = 1.37$  et (c)  $\sigma = 1.57$ . A l'instant 1 ( $t^* f = 0.01$ ) la poche apparaît au bord d'attaque. A l'instant 2 ( $t^* f = 0.85$ ) la poche atteint sa taille maximale. A l'instant 3 ( $t^* f = 0.95$ ) la poche est détachée du profil par le jet rentrant. A l'instant 4 ( $t^* f = 1.00$ ) une nouvelle poche apparaît au bord d'attaque.

avance par rapport au centre. L'avance temporelle et spatiale des extrémités est d'autant plus marquée que la poche est longue. Par exemple à l'instant  $t * f = 0.37$ , pour un nombre de cavitation  $\sigma = 1.12$  (figure 5.16.(a)) l'extrémité droite pour  $t * f = 0.37$  est en avance de  $x/c = 0.20$  par rapport à son centre alors que pour un nombre de cavitation  $\sigma = 1.37$  (figure 5.16.(b)) l'avance est de  $x/c = 0.05$ .

Le développement de la poche selon l'envergure du profil est donc 3D. Tant que l'ensemble de la poche n'atteint pas sa longueur maximale sur toute l'envergure, il n'y a pas de lâcher du nuage de bulles, comme sur la figure 5.16 à droite pour  $t * f \sim 0.81$ . Par conséquent, le comportement moyen de la poche (longueur de poche maximale  $l_{max}$ , fréquence de lâchers  $f$ ) selon la corde est le même quelque soit la position sur l'envergure, mais pas le moment d'apparition du jet rentrant.

Les diagrammes spatio-temporels du niveau moyen de gris  $gl$  permettent bien d'étudier la dynamique moyenne de la poche sur l'envergure, même si le développement local selon l'envergure est d'autant plus 3D que la longueur de poche maximale est grande.

### 5.4.2.3 Comparaisons

Le tableau 5.4 regroupe l'ensemble des résultats numériques et expérimentaux concernant la dynamique de la poche pour une incidence de  $i = 4^\circ$  et  $6^\circ$  et un nombre de cavitation compris entre  $\sigma = 0.9$  et  $1.60$ . Les caractéristiques des points de fonctionnement montrés sur les figures 5.14, 5.15 et 5.16 sont notamment reportées dans le tableau 5.4.

Dans un premier temps, dans nos gammes d'étude la dynamique de poche expérimentale est la même quels que soient l'incidence  $i$ , la vitesse  $V$  ou le nombre de cavitation  $\sigma$ . La poche atteint sa taille maximale à  $t_2 * f = 0.85$  et est détachée à  $t_3 * f = 0.95$ . Si le jet rentrant est responsable de la décroissance de la vitesse de croissance, il apparait toujours vers  $t_{RJ} * f \sim 0.65$  et dure ainsi 30% de la période de lâcher, voir figure 5.15. Les ratios de croissance  $V_{g1}/V$  et  $V_{g2}/V$ , de la vitesse du jet rentrant  $V_J/V$  et de la vitesse du nuage  $V_c/V$  sont similaires et respectivement de  $V_{g1}/V \sim 53\%$ ,  $V_{g2}/V \sim 20\%$ ,  $V_J/V \sim 89\%$  et  $V_c/V \sim 59\%$ . Ils sont calculés à partir de la moyenne des valeurs du tableau 5.4.

Numériquement, l'instant 1, pour lequel la poche atteint sa taille maximale, et l'instant 2, où la poche est détachée du profil, ont presque lieu au même moment d'un cas à un autre,  $t_1 * f \sim 0.42 - 0.50$  et  $t_2 * f \sim 0.70 - 0.82$ . Pour une incidence de  $i = 6^\circ$ , la période de croissance est légèrement plus longue de  $t * f = 0.05$ . Les ratios de vitesse  $V_g/V$ ,  $V_J/V$  et  $V_c/V$  sont plus dispersés. Le ratios de la vitesse du jet rentrant  $V_J/V$  ou de la vitesse du nuage  $V_c/V$  varient du simple ou double. Par conséquent, il est difficile d'estimer des ratios  $V_g/V$ ,  $V_J/V$  et  $V_c/V$  représentatifs des cas numériques. Il est probable que la modélisation 2D ne soit pas suffisante pour déterminer précisément la dynamique de la poche.

Ainsi, la croissance numérique est deux fois plus longue qu'expérimentalement. Mais la durée pendant laquelle le jet rentrant se développe est identique et est de  $t * f \sim 0.30$ . Ces observations sont en accord avec celles pour une vitesse de  $V = 8$  m/s, un nombre de

TABLEAU 5.4 – Dynamique de poche des points numériques et expérimentaux pour une incidence de  $i = 4^\circ$  et  $6^\circ$  et un nombre de cavitation compris entre  $\sigma = 0.9$  et  $1.60$ .

	$i$ °	$V$ m/s	$\sigma$ -	$l_{max}$ mm	$f$ Hz	$St = fl/V$ -	$t_2 * f$ %	$t_3 * f$ %	$V_{g1}/V$ %	$V_{g2}/V$ %	$V_j/V$ %	$V_c/V$ %	
Num	4	6.0	1.09	54	32.0	0.29	42	78	65	62	35		
		8.0	1.09	56	42.6	0.30	45	82	66	75	55		
		10.0	1.09	56	55.5	0.31	40	80	77	88	32		
	6	6.0	1.26	58	29.9	0.29	52	78	80	92	20		
		8.0	1.26	60	41.1	0.31	50	70	40	102	34		
		10.0	1.26	58	55.9	0.32	45	68	69	134	53		
		8.0	1.46	37	66.5	0.31	50	78	54	95	35		
	Expe	4	8.0	0.94	95	25.0	0.30	85	95	44	13	74	56
			6.0	1.09	63	32.0	0.34	85	95	50	33	72	53
			8.0	1.09	60	44.3	0.33	85	95	51	23	83	61
		6	8.0	1.12	89	27.0	0.30	85	95	46	13	79	59
			6.0	1.33	68	34.3	0.39	85	95	77	23	92	45
8.0			1.37	54	47.0	0.32	85	95	49	15	71	60	
8.0			1.57	40	78.6	0.39	85	95	53	19	81	75	

cavitation  $\sigma = 1.09$  et une incidence de  $i = 4^\circ$  de la section 5.4.1.

Leroux et al. [88] font le même type d'analyse avec le même code numérique et un profil NACA66(mod)-312. Le tableau 5.5 regroupe ces résultats, avec un nombre de Strouhal de 0.30 (basé sur la longueur de poche), une vitesse d'écoulement de  $V = 5.33$  m/s, une incidence  $i = 8^\circ$  et un nombre de cavitation de  $\sigma = 1.25$ .

TABLEAU 5.5 – Vitesse de croissance d'une poche attachée et du nuage de bulles pour un NACA66(mod)-312, d'après Leroux et al. [88]. ( $V = 5.33$  m/s,  $i = 8^\circ$ ,  $\sigma = 1.25$ )

	Units	Numerical	Experimental
<b>Growth velocity (<math>V_{g1}</math>)</b>	m/s	3	2.4
<b>Cloud velocity (<math>V_c</math>)</b>	m/s	4.0 - 5.0 ~ 4.5	3
$V_{g1}/V$	%	56	45
$V_c/V$	%	84	56

Les ratios de la vitesse de croissance de la poche  $V_{g1}/V$ , de la vitesse du nuage de bulles  $V_c$  obtenus expérimentalement dans cette étude sont du même ordre de grandeur que ceux de Leroux et al. [88], voir tableaux 5.1 et 5.5.

## 5.5 Comportement global de la poche

Cette section prend en compte les paramètres suivants :

- Angle d'incidence  $i$  fixé à  $4^\circ$ ,  $6^\circ$  ou  $8^\circ$ .
- Nombre de cavitation amont  $\sigma$  variant entre 0.5 et 2.2.
- Vitesse de l'écoulement  $V$  choisie entre 6 et 10 m/s.

Elle se focalise sur l'influence de ces paramètres sur les caractéristiques globales d'un écoulement cavitant par poche, longueur de poche  $l$ , fréquence de lâchers  $f$ , nombre de Strouhal  $St$ .

Elle regroupe les résultats à la fois numériques et expérimentaux estimés pour tous les points, d'après la méthode décrite dans la section 5.3.

### 5.5.1 Longueur de poche

La figure 5.17 montre la longueur de poche  $l$  mesurée expérimentalement et numériquement pour les différents points de fonctionnement en fonction de  $\sigma/(2 * i)$  avec  $\sigma$  le nombre de cavitation et  $i$  l'incidence du profil. En effet, une étude théorique 2D de Watanabe et al. [128] montre que les instabilités observées pour un écoulement par poche sont dépendantes de la valeur de  $\sigma/(2 * i)$ . Les points en bleu, rouge et noir sont respectivement à une incidence de  $i = 4^\circ$ ,  $6^\circ$  et  $8^\circ$ . Les points en vert proviennent de mesures de Kawanami et al. [70] sur un NACA0015 avec une corde de 80 mm et une incidence de  $i = 8.36^\circ$ . Pour

rappel, la géométrie du profil considéré dans notre étude est assez proche de celle d'un NACA0015. Elle est symétrique et a le même rayon de courbure au bord d'attaque, voir section 3.3.2.

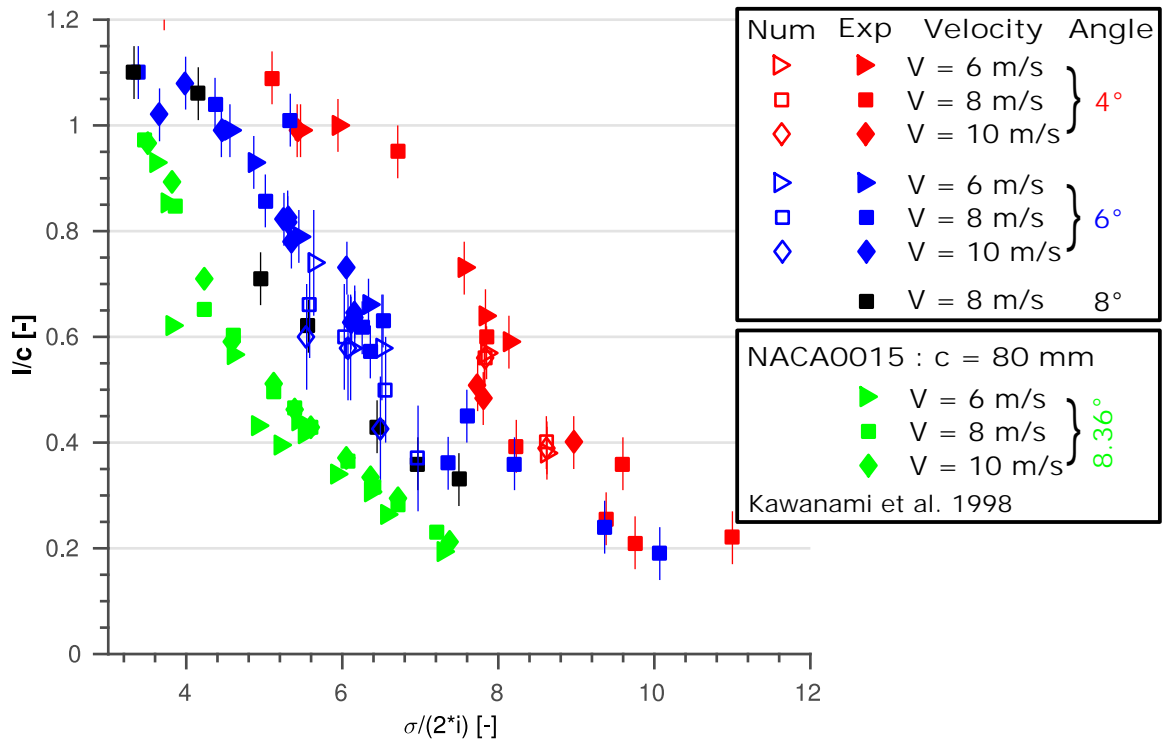


FIGURE 5.17 – Longueur de poche  $l$  en fonction de  $\sigma/(2 * i)$  avec  $\sigma$  le nombre de cavitation et  $i$  l'incidence du profil. Les points en bleu, rouge et noir sont respectivement à une incidence de  $i = 4^\circ$ ,  $6^\circ$  et  $8^\circ$ . Les points avec des marqueurs pleins sont des points expérimentaux, ceux vides sont numériques. Les résultats tracés en vert sont les mesures de Kawanami et al. [70] sur un NACA0015 de 80 mm de corde et à une incidence  $i = 8.36^\circ$ .

Pour toutes les séries de points, une augmentation du nombre de cavitation  $\sigma$  entraîne une diminution de la longueur de poche  $l$ .

D'après les mesures de Kawanami et al. [70], pour une incidence de  $i = 8.36^\circ$  la longueur de poche  $l$  est quasiment la même pour des vitesses variant entre  $V = 6$  m/s et 10 m/s et un nombre de cavitation  $\sigma$  fixé. Pour une incidence de  $i = 4^\circ$  et  $6^\circ$ , le même comportement est observé numériquement et expérimentalement avec des points se regroupant selon une même courbe.

La longueur de poche  $l$  estimée numériquement (points avec des marqueurs vides sur la figure 5.17) est très proche de celle mesurée expérimentalement (points avec des marqueurs pleins sur la figure 5.17) pour une incidence de  $i = 4^\circ$  et  $6^\circ$ . Cependant, l'écart est plus important pour une incidence de  $i = 6^\circ$  et une vitesse supérieure à  $V = 8$  m/s, à cause de la basse fréquence sur la longueur de poche maximale, mais reste satisfaisant.

Ces observations confirment bien que la longueur de poche  $l$  est influencée uniquement par le nombre de cavitation  $\sigma$  et l'incidence  $i$ .



### 5.5.2 Fréquence de lâchers/Strouhal

La figure 5.18 montre l'évolution du nombre de Strouhal  $St$  en fonction de  $\sigma/(2 * i)$  avec  $\sigma$  le nombre de cavitation et  $i$  l'incidence. Il est basé sur la corde  $c$  et défini par  $St = fc/V$ , avec  $f$  la fréquence de lâchers et  $V$  la vitesse de l'écoulement. Les points en bleu, rouge et noir sont respectivement à une incidence de  $i = 4^\circ, 6^\circ$  et  $8^\circ$ . Les points en vert proviennent des mesures de Arndt et al. [4] sur un NACA0015 avec une corde de 81 mm et une incidence de  $i = 8^\circ$ .

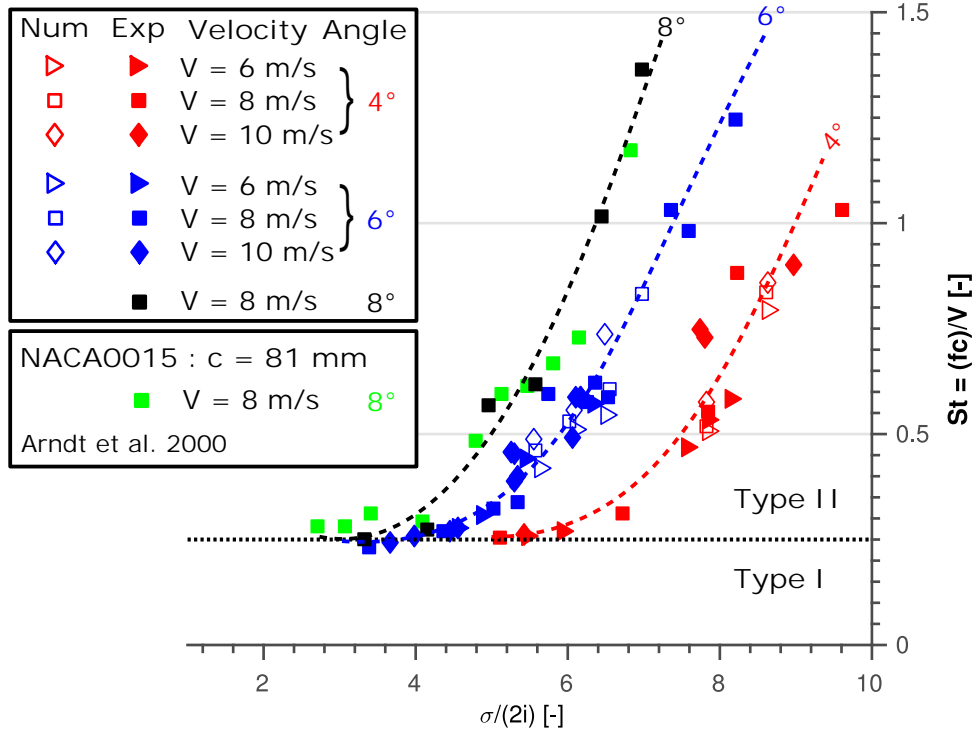


FIGURE 5.18 – Strouhal basé sur la corde  $c$ ,  $St = fc/V$ , en fonction de  $\sigma/(2 * i)$  avec  $\sigma$  le nombre de cavitation et  $i$  l'incidence du profil. Les points en bleu, rouge et noir sont respectivement à une incidence de  $i = 4^\circ, 6^\circ$  et  $8^\circ$ . Les points avec des marqueurs pleins sont des points expérimentaux, ceux vides sont numériques. Les résultats tracés en vert sont les mesures de Arndt et al. [4] sur un NACA0015 avec une corde de 81 mm et une incidence de  $i = 8^\circ$ . Les traits en pointillés correspondent à des courbes de tendance.

D'après Arndt et al. [4] et Fujii et al. [56] deux types de cavitation partielle peuvent avoir lieu et ce quelle que soit la forme du profil. La différence provient du mécanisme responsable du lâcher.

Pour de faibles valeurs de  $\sigma/(2 * i)$ , une oscillation de type I a lieu avec la propagation d'une onde à l'interface de la poche. Ganesh et al. [58] observent la formation de cette onde dans un Venturi en utilisant une méthode de mesure par rayon X développée par Mäkiharju et al. [93]. Ces mesures confirment que ce type d'oscillation a lieu pour des nombres de cavitation faibles.

Pour des valeurs plus élevées de  $\sigma/(2 * i)$ , une oscillation de type II se produit avec un jet rentrant, décrite dans le détail par Callenaere et al. [17].

D'après les résultats expérimentaux de Arndt et al. [4] sur un NACA0015 à un angle d'attaque de  $8^\circ$ , la transition entre les deux types d'oscillation s'effectue vers  $\sigma/(2 * i) \sim 4$ . De plus, cette période de transition se manifeste par un nombre de Strouhal basé sur la corde constant d'environ 0.25, représenté par un trait pointillé noir sur la figure 5.18. A partir du moment où l'oscillation est de type II, le nombre de Strouhal augmente drastiquement et prend des valeurs supérieures à 0.25.

Sur la figure 5.18, pour une même vitesse  $V = 8$  m/s et incidence  $i = 8^\circ$ , nos mesures (tracées en noir) sont proches de celles de Arndt et al [4] (tracées en vert). Ainsi pour  $\sigma/(2 * i) < 4$ , le nombre de Strouhal basé sur la corde est d'environ  $St = 0.25$ . Puis pour  $\sigma/(2 * i) > 4$ , le nombre de Strouhal basé sur la corde augmente fortement.

Le même comportement est observé pour une incidence de  $i = 4^\circ$  et  $6^\circ$ . Par contre, la limite de transition est plus haute, respectivement de  $\sigma/(2 * i) = 4.5$  et  $5.5$ .

Par conséquent, le jet rentrant est le mécanisme à l'origine du lâcher dans la majeure partie des points étudiés dans cette thèse. Cela confirme les observations de la section 5.4.

Pour un angle d'incidence  $i$  et un nombre de cavitation  $\sigma$  fixés, le nombre de Strouhal basé sur la corde est indépendant de la vitesse. La fréquence de lâchers  $f$  est donc directement proportionnelle à la vitesse de l'écoulement  $V$ .

Enfin, d'après la figure 5.18 la modélisation numérique estime très bien la fréquence de lâchers  $f$ .

La figure 5.19 montre l'évolution du nombre de Strouhal,  $St = fl/V$ , basé sur la longueur de poche  $l$  en fonction de  $\sigma$  avec  $\sigma$  le nombre de cavitation et  $i$  l'incidence. Les points en bleu, rouge et noir sont respectivement à une incidence de  $i = 4^\circ$ ,  $6^\circ$  et  $8^\circ$ .

Comme attendu, le nombre de Strouhal est peu affecté par les conditions hydrodynamiques comme l'incidence  $i$  ou la vitesse de l'écoulement  $V$ . Nos points expérimentaux et numériques pour une incidence de  $i = 4^\circ$ ,  $6^\circ$  et  $8^\circ$  et le même nombre de cavitation  $\sigma$  se regroupent sur la même courbe, quelle que soit la vitesse de l'écoulement  $V$ . De plus, le nombre de Strouhal  $St$  basé sur la longueur de poche  $l$  varie entre 0.20 et 0.50 numériquement et expérimentalement, ce qui est typique d'une cavitation par poche [2, 79, 88].

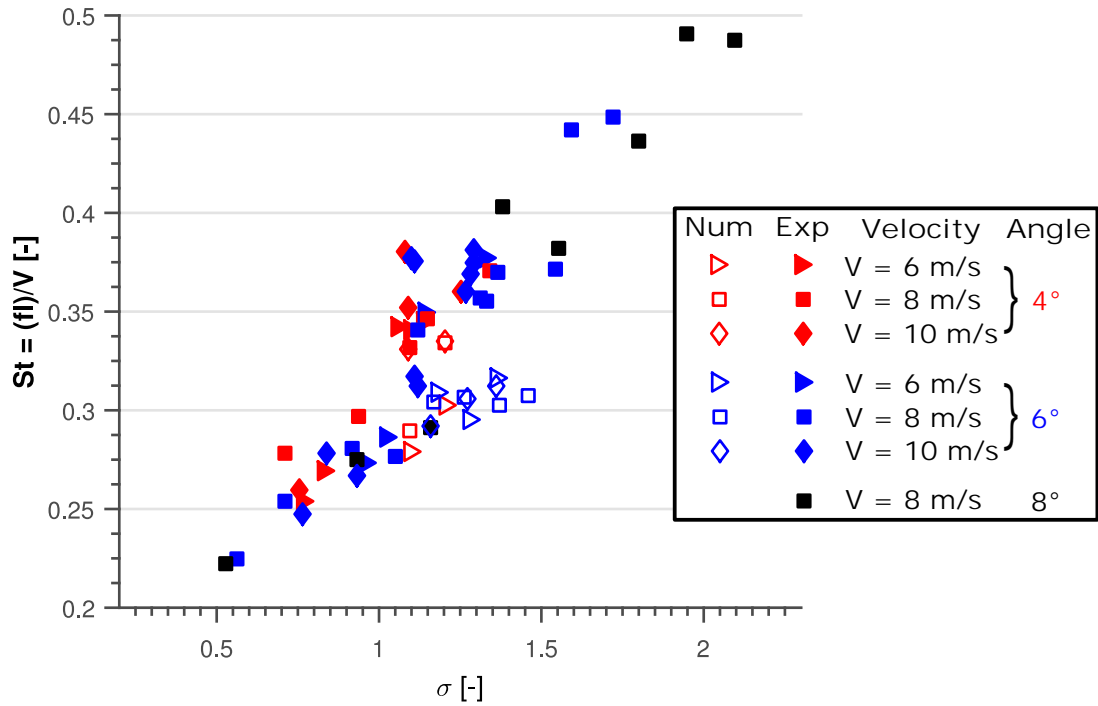


FIGURE 5.19 – Strouhal basé sur la longueur de poche  $l$ ,  $St = fl/V$ , en fonction du nombre de cavitation  $\sigma$ . Les points en bleu, rouge et noir sont respectivement à une incidence de  $i = 4^\circ$ ,  $6^\circ$  et  $8^\circ$ . Les points avec des marqueurs pleins sont des points expérimentaux, ceux vides sont numériques.

## 5.6 Conclusion

La première partie de ce chapitre illustre le traitement appliqué aux points numériques et expérimentaux pour obtenir à la fois des informations sur la dynamique de la poche et sur les paramètres globaux de la poche, comme la longueur de poche  $l$  et la fréquence de lâchers  $f$ .

La seconde partie se focalise sur l'étude de la dynamique de la poche. Elle se fait avec l'aide de visualisations et d'un diagramme spatio-temporel du taux de vide  $\alpha$  dans le cas numérique et du niveau de gris moyen  $gl$  dans le cas expérimental, comme ceux des figures 5.9 et 5.11. Les deux approches, 2D et 3D, sont complémentaires et donnent des informations sur la dynamique de la poche selon la direction perpendiculaire à l'écoulement (numériquement) et selon l'envergure du profil (expérimentalement). Ainsi, la poche croît jusqu'à atteindre sa taille maximale pendant une première phase. Un jet rentrant est ensuite observé. Il se développe avant (expérimentalement) ou après (numériquement) que la poche atteigne sa taille maximale. Lorsqu'il atteint le bord d'attaque, il vient détacher la poche du profil, créant le nuage de bulles convecté par l'écoulement.

Par ailleurs, l'analyse des diagrammes spatio-temporels du niveau de gris moyenné selon l'envergure donne des informations sur la dynamique moyenne de la poche sur l'envergure du profil. Ainsi, la croissance de la poche expérimentale se fait selon deux étapes, relativement rapidement avec  $V_{g1}/V \sim 53\%$  au début et plus lentement à partir de  $t * f = 0.65$  avec  $V_{g2}/V \sim 20\%$ . La diminution de la vitesse de croissance de la poche

semble corrélée à l'apparition du jet rentrant à partir de  $t * f = 0.65$ . Numériquement, la vitesse de croissance est constante et  $V_{g1} = V_{g2}$ . Les vitesses de croissance de la poche  $V_{g1}$  et  $V_{g2}$ , du jet rentrant  $V_j$  et du nuage de bulles  $V_c$  ont pu être estimées numériquement et expérimentalement pour diverses conditions de fonctionnement.

Expérimentalement, les paramètres hydrodynamiques ont peu d'influence sur les ratios des vitesses de croissance  $V_{g1}/V$  et  $V_{g2}/V$ , du jet rentrant  $V_j/V$  et du nuage  $V_c/V$ , qui valent  $V_{g1}/V \sim 53\%$ ,  $V_{g2}/V \sim 20\%$ ,  $V_j/V \sim 89\%$  et  $V_c/V \sim 59\%$ . Ces estimations expérimentales des ratios de la vitesse de croissance  $V_g/V$  et du nuage de bulles  $V_c/V$  sont similaires à celles expérimentales de Leroux et al. [88] pour un NACA66(mod)-312, voir tableau 5.5. Numériquement, la dispersion est plus importante d'un cas à un autre et ne permet pas de conclure et de donner des résultats généraux. Il serait intéressant de voir si le comportement de la poche serait mieux prédit par un modèle 3D. En effet, l'écoulement expérimental est fortement 3D d'après les visualisations de la figure 5.16. Les effets 3D sont similaires à ceux observés par Kawanami et al. [70] sur un NACA0015 et sont d'autant plus marqués que la poche est longue. Ainsi, les calculs numériques 2D ne reproduisent pas précisément la dynamique de la poche, mais prévoient correctement les grandeurs moyennes, la longueur de poche  $l$  et la fréquence de lâchers  $f$ .

La troisième partie se concentre sur l'influence des paramètres hydrodynamiques ( $V$  vitesse de l'écoulement,  $\sigma$  nombre de cavitation,  $i$  incidence du profil) sur les caractéristiques globales d'une cavitation par poche, c'est à dire la longueur de poche  $l$  et la fréquence de lâchers  $f$ . Une basse fréquence (moins de 15 Hz) sur la longueur de poche maximale  $l_{max}$  est observée numériquement pour une incidence de  $i = 6^\circ$  et une vitesse supérieure à  $V = 8$  m/s. Le traitement appliqué aux résultats expérimentaux ne permet pas de conclure quant à l'existence de cette basse fréquence. Une étude plus approfondie est en cours pour expliquer l'origine de cette basse fréquence.

Pour une incidence fixée  $i$ , la longueur de poche  $l$  dépend du nombre de cavitation  $\sigma$  et pas de la vitesse de l'écoulement  $V$ , dans le domaine de vitesse exploré dans cette thèse. Une diminution du nombre de cavitation  $\sigma$  entraîne, comme attendu, une augmentation de la longueur de poche  $l$ , comme observé sur la figure 5.17 et par Kawanami et al. [70]. Par contre, en fixant le nombre de cavitation  $\sigma$  et l'incidence  $i$ , la vitesse de l'écoulement  $V$  a une très forte influence sur la fréquence  $f$ , qui augmente quasi proportionnellement avec la vitesse de l'écoulement  $V$ , conduisant ainsi à un nombre de Strouhal  $St$  basé sur la longueur de poche  $l$  quasiment constant.

Arndt et al. [4] expliquent que deux types d'oscillation sont responsables du lâcher de la poche et peuvent être repérées avec l'aide du Strouhal basé sur la corde,  $St = fc/V$ , voir figure 5.18. D'après nos mesures une oscillation de type II, caractérisée par le jet rentrant, est le mécanisme à l'origine du lâcher de la poche dans la majeure partie des cas étudiés dans cette thèse.

Le nombre de Strouhal basé sur la longueur de poche,  $St = fl/V$ , estimé numéri-

quement et expérimentalement, donne des valeurs typiques de la cavitation par poche comprises entre 0.25 et 0.50 [2, 79, 88], tracées sur la figure 5.19. De plus, le modèle numérique donne des longueurs de poche  $l$  et des fréquences de lâchers  $f$  similaires à celles mesurées expérimentalement, comme observé sur les figures 5.17 et 5.18.

Ces observations permettent de valider globalement le modèle numérique 2D utilisé pendant cette thèse. Ces résultats numériques seront utilisés pour estimer l'agressivité de l'écoulement dans le chapitre 7.

# Chapitre 6: Mesures hautes fréquences

## Sommaire

---

<b>6.1</b>	<b>Introduction</b>	<b>102</b>
<b>6.2</b>	<b>Fonctionnement d'un capteur PVDF</b>	<b>102</b>
6.2.1	Propriétés d'un film PVDF	102
6.2.2	Tension théorique en sortie du capteur PVDF	104
<b>6.3</b>	<b>Réponse réelle du capteur PVDF</b>	<b>105</b>
6.3.1	Structure	105
6.3.2	Adaptation d'impédance	106
<b>6.4</b>	<b>Fabrication</b>	<b>108</b>
6.4.1	Procédé	108
6.4.2	Forme	110
6.4.3	Taille	111
6.4.4	Connectique, protection et collage	112
<b>6.5</b>	<b>Étalonnage</b>	<b>115</b>
6.5.1	Dispositif d'étalonnage	115
6.5.2	Signal typique	117
<b>6.6</b>	<b>Essai d'un capteur unique</b>	<b>118</b>
6.6.1	Réponse	118
6.6.2	Étalonnage	120
<b>6.7</b>	<b>Essai d'une matrice de capteurs</b>	<b>121</b>
6.7.1	Interférences entre capteurs	121
6.7.2	Essai de la matrice de capteurs finale	123
<b>6.8</b>	<b>Montage des capteurs</b>	<b>126</b>
<b>6.9</b>	<b>Acquisition des signaux hautes fréquences</b>	<b>128</b>
6.9.1	Programme d'acquisition	128
6.9.2	Signaux hautes fréquences	130
6.9.3	Traitement des signaux	132
6.9.4	Détection des pics	134
<b>6.10</b>	<b>Répétabilité et convergence des mesures</b>	<b>135</b>
<b>6.11</b>	<b>Conclusion</b>	<b>137</b>

---

## 6.1 Introduction

Ce chapitre se concentre sur les capteurs PVDF que j'ai fabriqués et utilisés pendant cette thèse pour les mesures expérimentales du chapitre 7.

L'objectif de ce chapitre est de présenter la méthodologie employée pour développer une matrice de capteurs PVDF, depuis leur fonctionnement théorique, jusqu'aux mesures à haute fréquence sur le profil instrumenté.

Les réponses théorique et réelle d'un capteur PVDF sont présentées. Puis, une partie se focalise sur la fabrication d'un capteur ou d'une matrice de capteur et propose une méthode pour l'étalonner. Ensuite, une série d'essais est présentée pour vérifier le bon fonctionnement d'un capteur et de la matrice de capteurs. Enfin, la matrice est montée sur le profil instrumenté et les signaux sont traités pour obtenir les caractéristiques des pics de surpression générés par la cavitation.

## 6.2 Fonctionnement d'un capteur PVDF

### 6.2.1 Propriétés d'un film PVDF

Le Dr Heiji Kawai découvre en premier les propriétés piézoélectriques du PVDF (polyvinylidène fluoride) en 1969. Soumis à une force, ce matériau génère des charges directement proportionnelles à cette force.

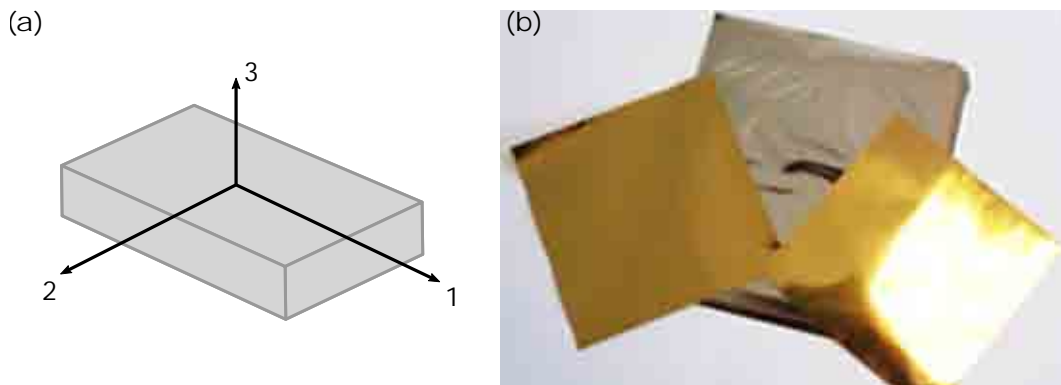


FIGURE 6.1 – (a) Numérotation des axes du film PVDF (b) Films PVDF métallisés. (Source : (b) Piezotech [105])

Ce film est utilisé pour mesurer les contraintes normales à sa surface, ie selon la direction 3 du film PVDF (voir figure 6.1.(a)). L'activité piézo-électrique dans cette direction,  $d_{33}$  par simplicité noté  $d$ , est définie par :

$$d = \frac{\text{densité de charge électrique normale à l'axe 3}}{\text{contrainte mécanique suivant l'axe 3}} [\text{C.m}^{-2} / \text{N.m}^{-2} = \text{C/N}] \quad (6.1)$$

L'ensemble des caractéristiques mécaniques et piézoélectriques de ce film sont données dans l'annexe F.

Par rapport à d'autres matériaux piézoélectriques, il présente de nombreux avantages, voir tableau 6.1 :

- Une large gamme de fréquence de 0.001 Hz à  $10^9$  Hz.
- Une fréquence propre élevée, 27.5 MHz pour un film d'épaisseur 40  $\mu\text{m}$  (voir équation 6.3).
- Une impédance acoustique très proche de celle de l'eau assurant une bonne transmission des ondes acoustiques.
- Une très bonne sensibilité : pour un même encombrement (épaisseur et surface) et une même force, la tension en sortie d'un capteur PVDF est 10 fois plus élevée que celle d'un piézocéramique comme le PZT 5A (voir  $g_{33}$  représentant le coefficient entre la tension générée et la force appliquée à la surface du film dans le tableau 6.1 et l'équation 6.8).
- Il est flexible et peut être collé sur une surface non plane avec des colles du commerce. Néanmoins c'est un composant fluoré comme le teflon, il se décolle facilement et il est nécessaire de prendre des précautions lors du collage (cf section 6.4.4).
- Suivant le type de procédé de fabrication il est facile de faire des capteurs de formes inhabituelles (voir section 6.4.2 et 6.4.3).
- De bonnes propriétés mécaniques, avec un module d'Young de  $10^9$ - $10^{10}$  Pa et une bonne résistance aux chocs.

Romain et al. [113] soumettent des capteurs à base de PVDF à un choc de pression induit par Laser. Les chocs ainsi créés sont de temps très courts de l'ordre de la dizaine de ns et d'amplitudes très importantes allant jusqu'à 500 MPa. Les capteurs PVDF testés sont capables de mesurer et de résister à ces sollicitations. Même si le cadre est différent, cette première étude peut rendre confiant quant à l'utilisation de tels capteurs pour des écoulements cavitants.

Brown [16] fait une étude bibliographique sur l'utilisation de capteurs hautes fréquences fonctionnant avec des polymères piézoélectriques, comme par exemple le PVDF. Il explique dans le détail les avantages et les difficultés de ces matériaux pour fabriquer des capteurs hautes fréquences.

Un composant piézoélectrique est caractérisé par sa capacité et sa fréquence de résonance. La capacité  $C_f$  pour un film de surface  $S_c$  et d'épaisseur  $e$  est donnée par la formule suivante :

$$C_f = \frac{\epsilon S_c}{e} \text{ [F]} \quad (6.2)$$

Avec  $\epsilon = \epsilon_r \epsilon_0 = 106.10^{-12}$  F/m.

La fréquence propre d'un film  $f_r$ , dont les deux faces sont supposées libres et sur lesquelles la contrainte normale s'annule, est donc :

$$f_r = \frac{c_{\text{PVDF}}}{2e} \text{ [Hz]} \quad (6.3)$$



TABLEAU 6.1 – Caractéristiques de différents matériaux piézoélectriques

Propriétés	Unités	PVDF Film	PZT 5A	Quartz
Densité ( $\rho$ )	$10^3 \text{ kg/m}^3$	1.78	7.70	2.65
Vitesse du son ( $c_{\text{PVDF}}$ )	m/s	2200	3200	5000
Épaisseur ( $e$ )	$10^{-6} \text{ m}$	40	1000	1000
Fréquence propre ( $f_r$ )	$10^6 \text{ Hz}$	27.5	1.6	2.5
Impédance acoustique ( $Z$ )	$10^6 \text{ kg/(m}^2.\text{s)}$	2.7	25	13
Permittivité relative ( $\epsilon_r$ )	$\epsilon/\epsilon_0$	11	1700	4.5
Coefficient piézoélectrique ( $d_{33}$ )	$10^{-12} \text{ C/N}$	13 - 22	375	2.3
Coefficient piézoélectrique ( $g_{33} = d_{33}/\epsilon$ )	$10^{-3} \text{ (V.m)/N}$	134 - 225	25	40

Avec  $\epsilon_0 = 8.85.10^{-12} \text{ F/m}$  la permittivité diélectrique du vide

La face inférieure, collée à l'hydrofoil métallique, peut être considérée comme libre, parce que l'épaisseur de l'adhésif (60  $\mu\text{m}$ , composée dans notre cas d'une couche de cyanoacrylate et de Kapton, voir figure 6.3) est plus grande que celle du film (40  $\mu\text{m}$ ) et a une impédance acoustique très proche de celle du PVDF [16].

### 6.2.2 Tension théorique en sortie du capteur PVDF

Électriquement un capteur PVDF est considéré comme un générateur de courant en parallèle avec une capacité  $C_f$  (définie dans la section 6.2.1) et une résistance  $R_f$ , voir figure 6.2.(a).

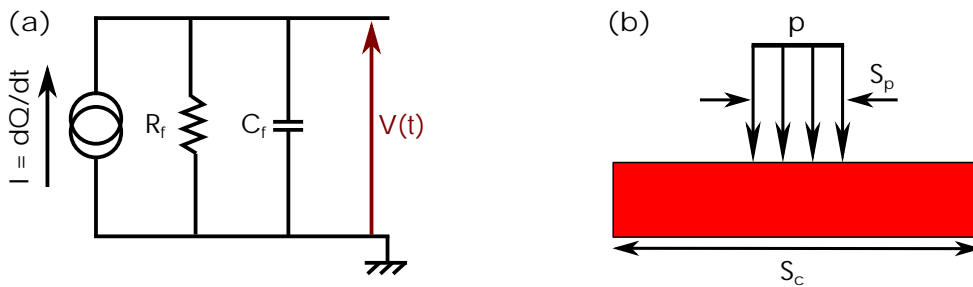


FIGURE 6.2 – (a) Schéma électrique d'un capteur PVDF. (b) Pression impactant le capteur PVDF sur une portion de sa surface.

Par conséquent, la tension  $A$  et la charge  $Q$  aux bornes du capteur suivent la relation suivante :

$$\frac{dA}{dt} + \frac{A}{R_f C_f} = \frac{1}{C_f} \frac{dQ}{dt} \quad (6.4)$$

Dans notre cas, la capacité du film PVDF est très petite  $C_f \sim 10 \text{ pF}$ . Comme sa résistivité est très importante (de l'ordre de  $r_f \sim 10^{14} \Omega.\text{m}$ ), sa surface est petite  $S_c$  de l'ordre du  $1 \text{ mm}^2$  et son épaisseur est faible  $e \sim 10 \mu\text{m}$ , sa résistance interne  $R_f = r_f * e/S_c \sim 10^{15} \Omega$ . La constante de temps du capteur vaut donc  $\tau_f = R_f C_f \sim 10^4$ . Ainsi, pour tout phénomène

physique à mesurer d'une durée très inférieure à  $\tau_c$  l'équation 6.4 se simplifie par :

$$A = \frac{Q}{C_f} \quad (6.5)$$

L'objectif de ce capteur est de mesurer la pression  $p$  subie sur l'ensemble ou une portion de la surface du capteur  $S_p$ , voir figure 6.2.(b). D'après la section 6.2.1, cette contrainte  $p$  est pour un matériau piézoélectrique directement proportionnelle à la charge  $Q$  par :

$$Q = d p S_p \quad (6.6)$$

Lors d'un essai de marquage, les indentations mesurées sont de l'ordre de la dizaine de  $\mu\text{m}$  de largeur. Par conséquent, la surface du capteur impactée  $S_p$  lors de l'implosion d'une structure sera toujours plus petite que sa surface totale  $S_c$  (de l'ordre du millimètre dans notre étude), cf figure 6.2.(b).

Le nuage de bulles responsable des indentations est composé de bulles de diamètres variables, localisées à des distances différentes de la surface de mesure. Pour ces raisons, il est impossible d'estimer précisément la surface d'impact pour chaque pic de pression mesuré par le capteur. Ainsi la pression  $p$  subie par le film ne peut pas être calculée et à chaque pic sera associé une force  $F$  définie par :

$$F = p S_p \quad (6.7)$$

D'après les équations 6.5, 6.6 et 6.7, la tension en sortie du capteur  $A$  est liée à la force  $F$  par :

$$A = \frac{d}{C_f} F = \frac{d}{\epsilon} \frac{e}{S_c} F = g_{33} \frac{e}{S_c} F \quad (6.8)$$

## 6.3 Réponse réelle du capteur PVDF

En pratique, nos capteurs PVDF sont collés et protégés de sorte que leur comportement réel peut s'écarter du comportement idéal présenté section 6.2.2. Cette structure mécanique change sa réponse. L'interface de mesure joue aussi un rôle important et impacte directement les performances du capteur.

### 6.3.1 Structure

Tous les capteurs fabriqués lors de cette thèse sont composés de plusieurs couches comme sur la figure 6.3 :

- Une couche de Kapton (polyamide) de chaque côté du film pour protéger les pistes et l'isoler électriquement.
- Deux couches de cyanoacrylate, une pour le coller à la surface du profil d'essai et l'autre pour protéger sa face supérieure de l'écoulement cavitant.

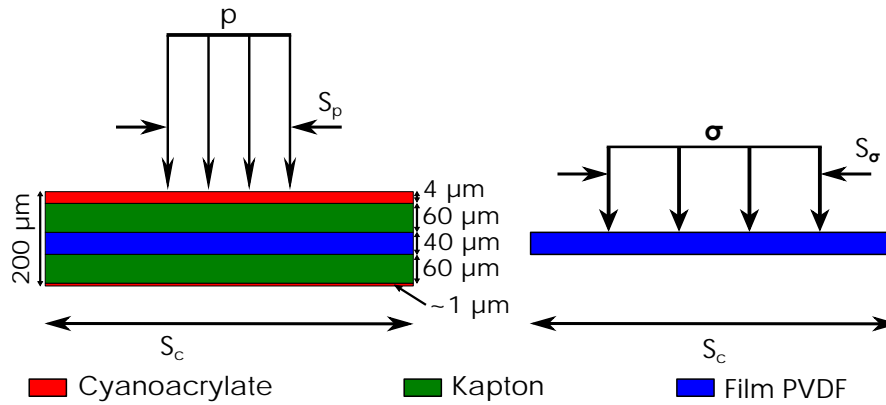


FIGURE 6.3 – Structure d'un capteur PVDF

Le processus de fabrication, de collage et de protection est expliqué plus en détail dans la section 6.4.

La structure du capteur, voir figure 6.3, amortit en partie la pression s'exerçant sur la face supérieure de la couche de cyanoacrylate. Si par exemple, une pression  $p$  s'applique sur une portion  $S_p$  de la couche supérieure du capteur, le film PVDF subit une contrainte  $\sigma$  amortie par la protection (cyanoacrylate + Kapton) plus faible sur une surface  $S_\sigma$  plus grande que  $S_p$ .

Cela donne par conséquent :

$$pS_p = \gamma\sigma S_\sigma = \gamma F \quad (6.9)$$

avec  $\gamma$  le coefficient d'amortissement à travers les couches entre la pression fluide  $p$ , la contrainte  $\sigma$  et la force  $F$  s'exerçant sur le film PVDF.

Par ailleurs Soyama et al. [121] et Momma [96] ont testé l'influence de l'épaisseur de la protection sur le signal mesuré par un capteur PVDF pour 1 à 6 couches de Kapton d'épaisseur 70  $\mu\text{m}$ . Ils ont observé un amortissement négligeable de la sensibilité du capteur  $s_f$  (voir equation 6.15 de la section 6.5.1) avec le nombre d'épaisseurs, que ce soit avec une chute de bille (cf section 6.5.1) ou avec un écoulement cavitant dans les mêmes conditions hydrodynamiques.

### 6.3.2 Adaptation d'impédance

Dans la pratique l'interface d'acquisition n'est pas neutre et change la réponse du capteur.

La figure 6.4 montre le schéma électrique de l'ensemble du système de mesure constitué :

- D'un film PVDF de 40  $\mu\text{m}$  d'épaisseur et de surface active 4  $\text{mm}^2$ , équivalent électriquement à un générateur de courant en parallèle avec une capacité  $C_f = 10.6$  pF et une résistance  $R_f \sim 10^{15}$   $\Omega$ , encadré en rouge.
- D'une capacité ajoutée en parallèle du capteur  $C_a = 270$  pF pour limiter la décharge du capteur encadrée en vert (voir section 6.5.2).

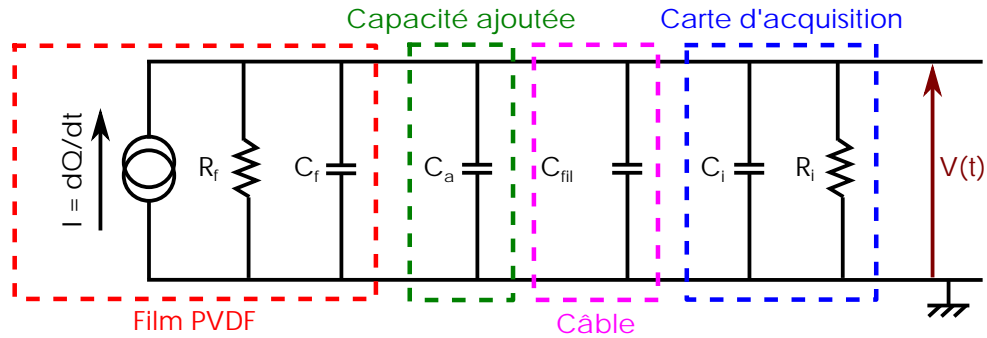


FIGURE 6.4 – Schéma électrique du système d'acquisition.

- De deux câbles en série, un fil monobrin de 1.250 m et un câble BNC de 60 cm, ajoutant une autre capacité  $C_{fils} \sim 120$  pF en parallèle, encadrés en rose.
- D'une carte d'acquisition (NI PXIe-5105) de résistance interne  $R_i = 1$  M $\Omega$  en parallèle avec une capacité  $C_i = 50$  pF, d'après la documentation de National Instrument [98], encadrée en bleu.

Comme expliqué dans la section 6.2.2, la résistance interne du capteur PVDF  $R_f$  est quasiment infinie et est remplacée par un circuit ouvert. De plus, les capacités en parallèle sont équivalentes à une capacité totale,  $C_t = C_f + C_{ti} \sim 450$  pF avec  $C_{ti} = C_a + C_{fil} + C_i$  la capacité de l'interface de mesure. Le schéma électrique complet simplifié est présenté sur la figure 6.5.

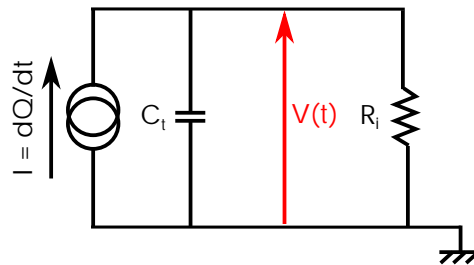


FIGURE 6.5 – Schéma électrique simplifié du système d'acquisition.

La relation entre la tension A et la charge Q est donc :

$$\frac{dA}{dt} + \frac{A}{\tau_c} = \frac{1}{C_t} \frac{dQ}{dt} \quad (6.10)$$

avec  $\tau_c = R_i C_t$  la constante de temps du circuit.

Dans le domaine de Laplace la fonction de transfert du circuit simplifié est la suivante :

$$\frac{\overline{A(s)}}{\overline{Q(s)}} = \frac{R_i s}{1 + \tau_c s} \quad (6.11)$$

avec  $s = j2\pi f$  l'opérateur de Laplace.

Par conséquent la tension A est liée à la charge Q par :

$$\overline{A(s)} = \frac{\tau_c s}{1 + \tau_c s} \frac{\overline{Q(s)}}{C_t} = \overline{H(s)} \frac{\overline{Q(s)}}{C_t} \quad (6.12)$$

Pour bien comprendre l'influence de l'interface d'acquisition sur la tension mesurée, il faut regarder en particulier le terme  $\overline{H}(s)$ . La constante de temps de circuit vaut  $\tau_c = R_i C_t \sim 0.45$  ms ( $R_i = 1$  M $\Omega$  et  $C_t = 450$  pF et la fréquence de coupure  $f_c = 1/\tau_c \sim 350$  Hz). La figure 6.6 montre l'évolution du module de  $\overline{H}(s)$  en fonction de la fréquence.

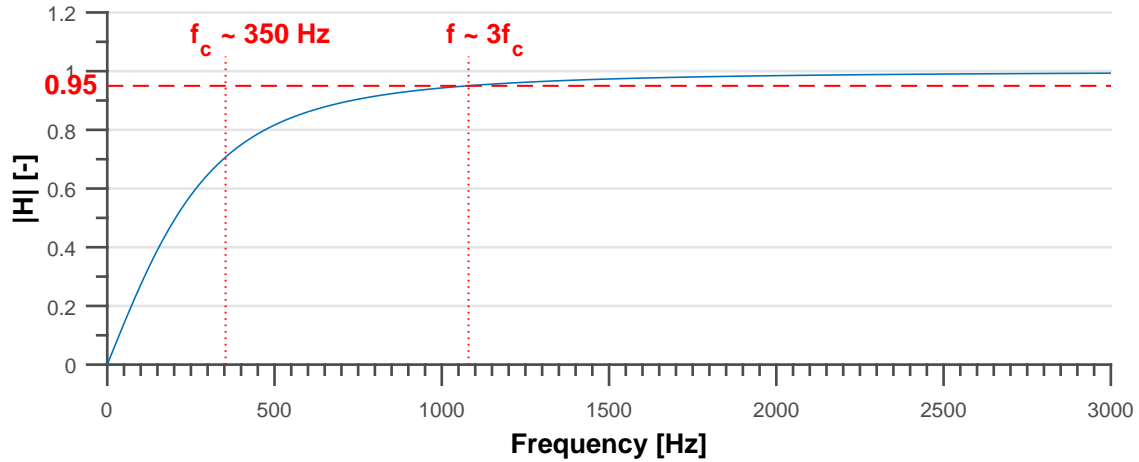


FIGURE 6.6 – Module de  $\overline{H}(s)$  en fonction de la fréquence.

Dans ces conditions, à basse fréquence  $0 < f < 3f_c$ ,  $\overline{H}(s)$  est faible et la tension en sortie du système est diminuée.

Par contre à haute fréquence,  $f \gg 3f_c \sim 1$  kHz,  $\overline{H}(s) \sim 1$  et la tension en sortie A est quasiment proportionnelle à la charge Q par :

$$A(t) = \frac{1}{C_f + C_{ti}} Q(t) \quad (6.13)$$

De plus, il faut noter que comme  $C_f \ll C_{ti}$ , la tension en sortie A est indépendante de la taille du capteur. Comme la durée d'implosion d'une bulle en cavitation est comprise entre 10 ns et 10  $\mu$ s, les mesures se font quasiment en haute fréquence et l'approximation de l'équation 6.13 est valable. Ainsi, d'après l'équation 6.6 et 6.13, la tension en sortie A est liée à la force F par :

$$A = \frac{d}{C_t} F \quad (6.14)$$

## 6.4 Fabrication

### 6.4.1 Procédé

Les industriels comme Piezotech [106] ou Measurement Specialties [92] proposent des films PVDF avec ou sans métallisation.

Des auteurs, comme Dimitrov et al. [30] ou Karki et al. [77], ont imprimé des capteurs PVDF de tailles et de formes différentes à partir de films PVDF bruts sans métallisation. Le principe est le même que pour une impression classique, sauf que l'encre est conductrice.

Mais lors du séchage à température ambiante, si les pistes sont très fines, elles n'adhèrent pas bien au film et se détachent.

Une autre méthode, proposée par Dimitrov et al. [30], consiste à tracer sur un circuit imprimé flexible l'électrode supérieure et sur un autre l'électrode inférieure. Le film PVDF est ensuite pris en sandwich entre ces deux circuits et le contact entre les trois éléments est assuré en faisant le vide.

Beaucoup d'auteurs [99, 121, 126, 127] utilisent les films PVDF métallisés et enlèvent la métallisation pour obtenir la forme et la taille souhaitées pour le/les capteurs :

- Soyama et al. [121] grattent avec une lame de cutter.
- Wang et al. [127] font de la micro gravure laser.
- N'Guyen Trong [99] trace les électrodes par photogravure chimique.

Cette dernière technique, utilisée pour cette thèse, consiste à enlever la métallisation par un procédé photochimique partout sauf au niveau des électrodes. La fabrication des capteurs a présenté quelques difficultés et l'annexe G donne le protocole expérimental et quelques conseils.

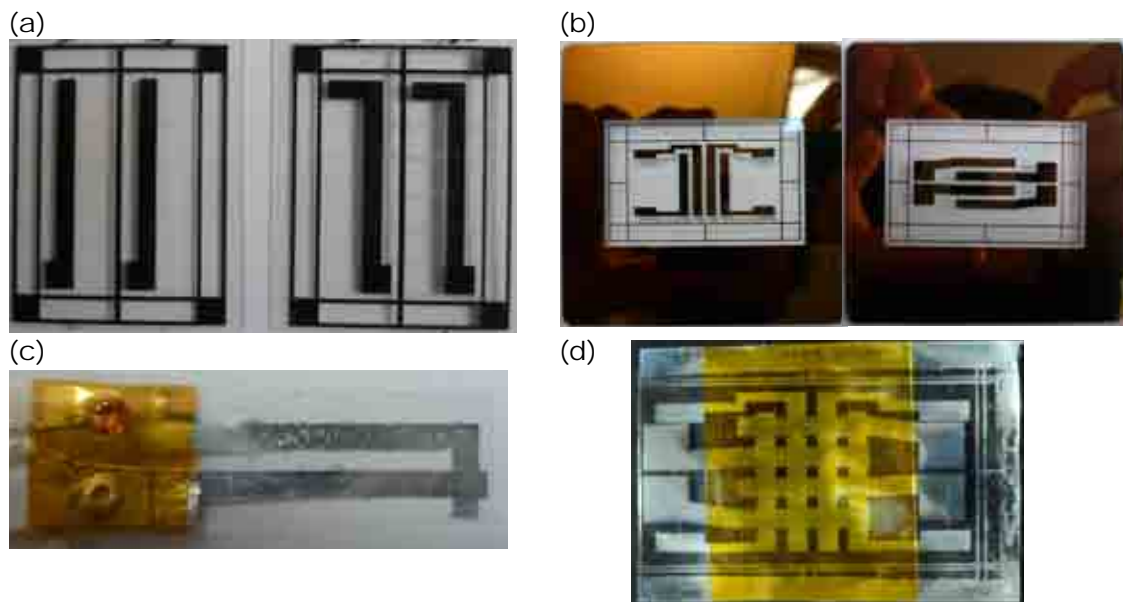


FIGURE 6.7 – (a) Masques imprimés sur transparents plastiques. (b) Masques en verre avec une couche de chrome pour une matrice de capteur. (c) Capteur obtenu en utilisant des masques imprimés sur transparents plastiques. (d) Capteur obtenu en utilisant des masques en verre avec une couche de chrome.

Les masques pour l'insolation doivent être complètement opaques. Les premiers masques imprimés sur des transparents plastiques sont visibles sur la figure 6.7.(a). Les capteurs fabriqués présentaient des défauts : la bordure n'est pas nette et les électrodes sont pleines de petits trous comme sur la figure 6.7.(c). Des masques chromes, voir figure 6.7.(b), sont utilisés par la suite, fournissant des capteurs de bien meilleure qualité, comme celui de la figure 6.7.(d).

Il ne faut pas abimer lors de la manutention ou du traitement de la seconde face la première face traitée. Par exemple, le film PVDF de 9  $\mu\text{m}$  est fragile et se déchire facilement. De plus pendant le développement de la seconde face, le produit utilisé a parfois abimé le traitement de la première face.

Par ailleurs, garantir un bon alignement entre l'électrode inférieure et supérieure est un important problème, décrit en détail dans la section 6.4.2.

## 6.4.2 Forme

La zone sensible d'un capteur PVDF peut être de forme triangulaire [96, 121], rectangulaire [63, 96, 121, 126, 130], carrée [30, 99, 100, 127] et circulaire [2, 3, 86, 99].

Mais suivant les procédés de fabrication, certaines formes sont plus faciles à obtenir. Dans notre étude la gravure photochimique est utilisée, des détails sur cette méthode sont donnés dans la section 6.4.1 et l'annexe G.

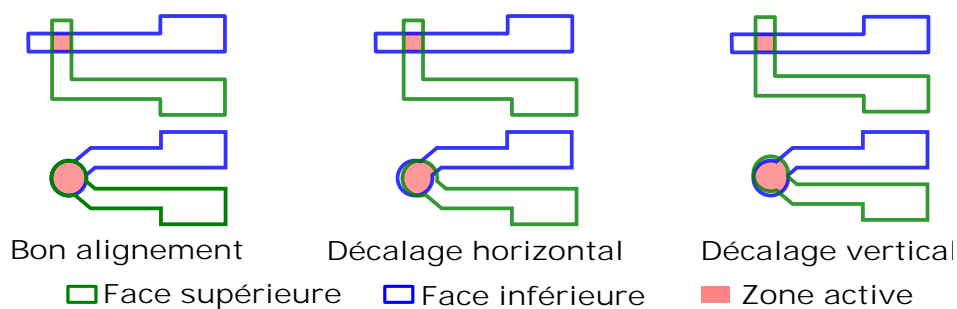


FIGURE 6.8 – Type de problèmes d'alignement lors de la photogravure chimique

Lors du processus de fabrication, il faut tracer l'électrode sur chaque face avant de faire l'attaque chimique. Le film PVDF étant métallisé des deux côtés, il est opaque et il est difficile d'aligner l'électrode supérieure avec l'inférieure. D'autant plus que la plateforme de micro-nanofabrication Nanofab<sup>1</sup> ne possède pas d'aligneur de masque double face, permettant d'insoler une face arrière par rapport à une face avant.

Par conséquent dans notre situation, il n'est pas facile d'obtenir un bon alignement et donc la bonne surface active. La figure 6.8 montre que ce problème est plus marqué si la forme est circulaire. Contrairement à la forme carrée, un décalage horizontal ou vertical change la zone active du capteur.

Pour ces raisons des capteurs de surface active carrée sont utilisés pour nos matrices.

Afin de réduire le plus possible les défauts d'alignement, l'échantillon de film PVDF est exactement coupé à la taille du masque. De plus les lignes tracées sur les bords du masque, voir figure 6.7.(b), créent une surépaisseur visible lors de la seconde insolation permettant de mieux centrer le masque. Les derniers capteurs fabriqués présentent un très bon alignement, l'électrode inférieure est perpendiculaire à celle supérieure à 2° près.

1. Centrale de micro-nanofabrication, gérée par l'institut Néel, dédiée à la réalisation d'objets pour la recherche fondamentale, essentiellement par des techniques de Lithographie. <http://neel.cnrs.fr/spip.php?rubrique57>

### 6.4.3 Taille

Le choix de la taille de la zone active est d'autant plus important que les pics de pression dus à la cavitation sont localisés sur des surfaces de quelques dizaines de  $\mu\text{m}$  de diamètre.

Deux solutions sont alors possibles :

- Fabriquer des capteurs de surfaces actives très proches du phénomène observé de quelques centaines de  $\mu\text{m}$  comme Dimitrov et al. [30].
- Trouver une taille où les effets de bord sont limités (voir figure 6.9), comme Soyama et al. [121] et Trong N'guyen [99].

Avec le procédé de fabrication de cette thèse des pistes ou électrodes de moins 0.5 mm sont difficiles à obtenir sans les couper lors de l'attaque chimique. De plus, la métallisation du film peut se rayer facilement lorsqu'il est manipulé. Afin d'assurer une bonne continuité, les pistes ne font pas moins de 1.5 mm de large. Il est à noter que le film PVDF de base présentait parfois des microcoupures, réparées en appliquant de la peinture d'argent conductrice au niveau de la coupure.

Par ailleurs, N'Guyen Trong [99] dans sa thèse teste des surfaces actives de 0.25 à 4.9  $\text{mm}^2$  et trace les histogrammes cumulés des pics divisés par la surface du capteur dans les mêmes conditions hydrodynamiques. Il observe, qu'au delà d'une surface de 2.25  $\text{mm}^2$  les histogrammes se regroupent sur la même courbe, alors que pour des valeurs plus faibles ils sont différents d'une taille à une autre. Cette différence est due aux effets de bord plus marqués pour des petits capteurs.

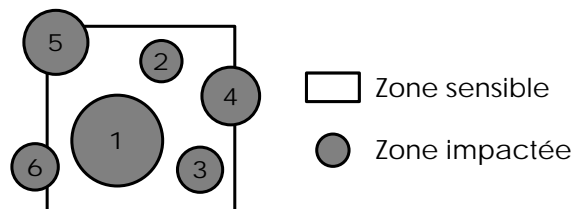


FIGURE 6.9 – Effets de bord pour une zone sensible carrée.

Par exemple sur la figure 6.9 un capteur mesure tous les impacts reçus sur sa surface sensible. Deux cas sont possibles :

- L'impact est complètement compris dans la zone sensible 1, 2 et 3 sur la figure 6.9.
- L'impact est sur le bord de la zone sensible 4, 5 et 6 sur la figure 6.9.

Ainsi, plus le capteur est petit, plus il y a de chance que les impacts se situent sur le bord de la zone sensible et les effets de bord ne sont plus négligeables. Cette remarque permet d'expliquer les différences observées par N'Guyen Trong [99] sur les histogrammes cumulés mesurés au même point de fonctionnement.

De plus l'étalonnage de capteurs de petites tailles avec une chute de bille, comme 1  $\text{mm}^2$  (pour le capteur piezotech du commerce [107]) est difficile. La répétabilité est moins bonne.



Ainsi pour éviter les effets de bord et faciliter l'étalonnage, une surface active de  $2 \times 2 \text{ mm}^2$  est choisie pour nos mesures.

#### 6.4.4 Connectique, protection et collage

Une fois le capteur fabriqué, ses électrodes doivent être connectées à l'interface de mesure. De par sa basse température de fusion, la soudure n'est pas possible. La seule solution est de faire un contact mécanique Ce paragraphe présente deux méthodes testées pendant cette thèse.

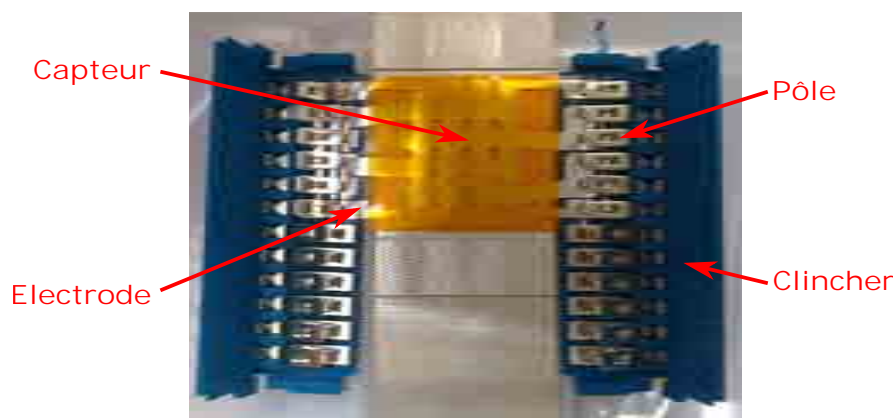


FIGURE 6.10 – Clinchers montés sur une matrice de capteurs.

##### Rivets :

Le contact est assuré par des rivets, comme les capteurs DT1 proposés par le fabricant Measurements Specialties [92] ou celui testé dans la section 6.6. L'électrode est percée, le bout d'un fil électrique est dénudé sur une longueur suffisante pour pouvoir former une boucle de la taille du rivet, soudée pour éviter qu'elle se défasse. L'électrode et un support sont percés d'un trou du même diamètre que le rivet. L'œillet est mis en contact avec la métallisation. Le rivet est glissé dans le trou de l'électrode, du support et de l'œillet, puis écrasé pour faire le contact entre les différents éléments. Il est à noter que des tests préliminaires ont été faits sans support et le film se déchirait lorsque le rivet était écrasé. Mais à cause de la taille des électrodes le contact n'est pas toujours bon.

##### Clincher :

Pour les derniers capteurs fabriqués, un clincher du fabricant Amphenol ICC<sup>2</sup> est utilisé comme pour ceux de Piezotech [106]. Les clinchers sont proposés avec plusieurs nombres de pôles. Comme le logement à l'intérieur du profil instrumenté est large de 37 mm (voir section 3.3.2 du chapitre 3 et figure 6.11.(c)), un clincher de 12 pôles est choisi.

La figure 6.10 montre la matrice de capteurs de la figure 6.7.(d) équipée de clinchers. Chaque pôle du clincher est un dispositif venant pincer, percer et plaquer le film PVDF.

2. Fabricant d'interfaces et de connecteurs électroniques : <http://www.amphenol-icc.com/>.

Comme la distance entre les pôles est fixe, une très bonne précision est nécessaire lors du tracé et de l'alignement des électrodes pour éviter tout court-circuit lorsque le clincher est fermé.

Des logements liés aux pôles sont prévus dans le clincher pour glisser une fiche ou un fil. Les trous dans le profil pour faire sortir les fils des capteurs sont très petits, 3.80 mm et 4.20 mm de diamètre. Donc des fils monobrins, plus souples et moins encombrants (diamètre extérieur de 0.55 mm) que des fils multibrins, ont été soudés sur le clincher du capteur final (voir figure 6.11) avant de pincer le film.

Comme la cavitation est source d'importantes vibrations, le logement du fil dans le clincher est rempli de colle conductrice pour ne pas perdre le contact lors d'un essai.

Un clincher, en plus d'être facile et rapide à installer (en particulier pour une matrice de capteurs), permet d'avoir une connexion bien meilleure et plus solide qu'avec un rivet.

### **Collage :**

Le film PVDF est un dérivé du teflon et n'adhère pas bien à une surface lisse. Pour augmenter l'adhérence, la surface du support sur laquelle le film est collé, est grattée avec du papier de verre pour augmenter la rugosité. Les deux surfaces à coller sont ensuite nettoyées. Pour être sûr d'avoir un bon collage, la couche de cyanoacrylate doit être la plus fine possible entre le capteur et le support et il faut presser pendant quelques minutes l'ensemble. La couche de cyanoacrylate est très fine, elle n'isole pas électriquement le capteur du support.

La partie inférieure entourée en vert sur la figure 6.11.(a) fait exactement 41 mm de longueur pour s'ajuster avec la longueur du logement dans la plaque amovible et sert de référence pour aligner les capteurs de la matrice finale avec la corde du profil.

### **Protection :**

C'est pourquoi les faces supérieure et inférieure du capteur sont isolées électriquement et protégées des rayures par une couche de Kapton. Seule la partie des électrodes en contact avec le clincher n'est pas couverte. Le capteur fait 0.16 mm d'épaisseur, pour éviter un amortissement trop important de la couche protectrice (cf section 6.3.1). Afin d'avoir un capteur le plus affleurant possible, le logement du capteur fait une profondeur de 0.2 mm. Les 0.04 mm de profondeur restant du logement sont comblés avec de la colle cyanoacrylate, permettant par la même occasion de protéger un peu plus la face supérieure du capteur de l'écoulement cavitant. Comme les gorges aménagées pour faire passer le capteur sont plus volumineuses, elles sont bouchées avec de la colle epoxy bicomposant voir figure 6.11.(a). Enfin pour éviter trop de vibrations les contacts entre le clincher et le film sont enrobés de colle epoxy bicomposants.

Les colles sont choisies transparentes pour, d'une part pouvoir localiser et étalonner plus facilement les capteurs, d'autre part vérifier l'absence de bulles ou de trous au dessus des zones sensibles des capteurs.

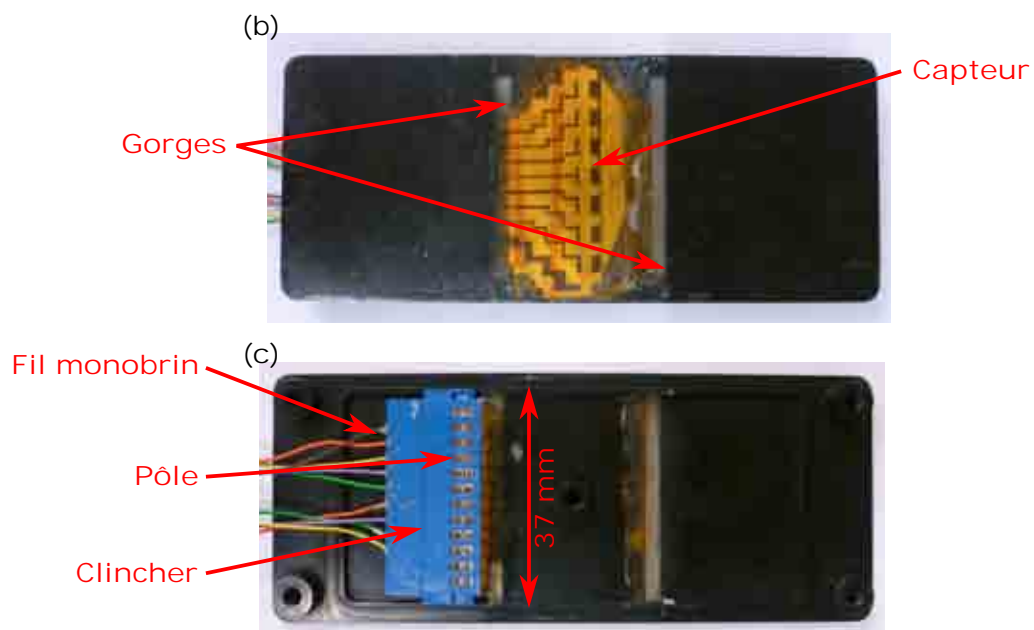
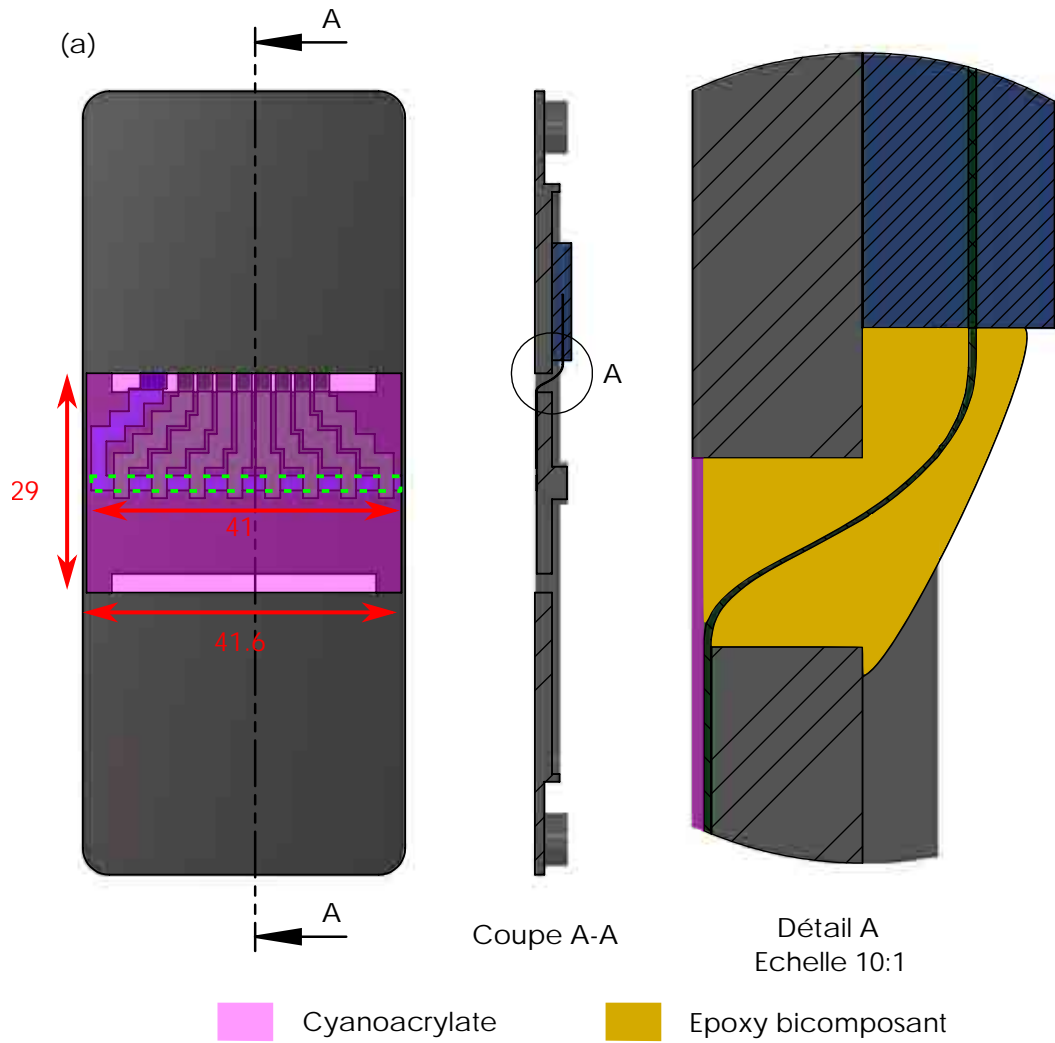


FIGURE 6.11 – (a) Visu 3D de la plaque amovible avec un capteur collé dessus et un zoom sur la gorge de 2,5 mm percée pour le passage du capteur. Photo du dessus (b) et du dessous (c) de la pièce amovible équipée d'un capteur.

## 6.5 Étalonnage

### 6.5.1 Dispositif d'étalonnage

Nos mesures sont hautes fréquences. D'après les équations 6.7 et 6.14, la tension réelle en sortie du capteur A est directement proportionnelle à la force F par :

$$A = \gamma \frac{d}{C_t} F = s_r F \quad (6.15)$$

avec  $s_r = \gamma d / C_t$  la sensibilité réelle du capteur.

Les capteurs PVDF sont étalonnés pour limiter les erreurs de mesures et prendre en compte l'influence de la structure et de l'interface d'acquisition (la même que lors des mesures) en estimant la sensibilité réelle  $s_r$ .

Ces capteurs ne peuvent pas mesurer de pression constante. Il faut donc trouver un système d'étalonnage dynamique avec des caractéristiques proches de celles de la cavitation. La durée d'implosion d'une bulle varie entre 10 ns et 10  $\mu$ s.

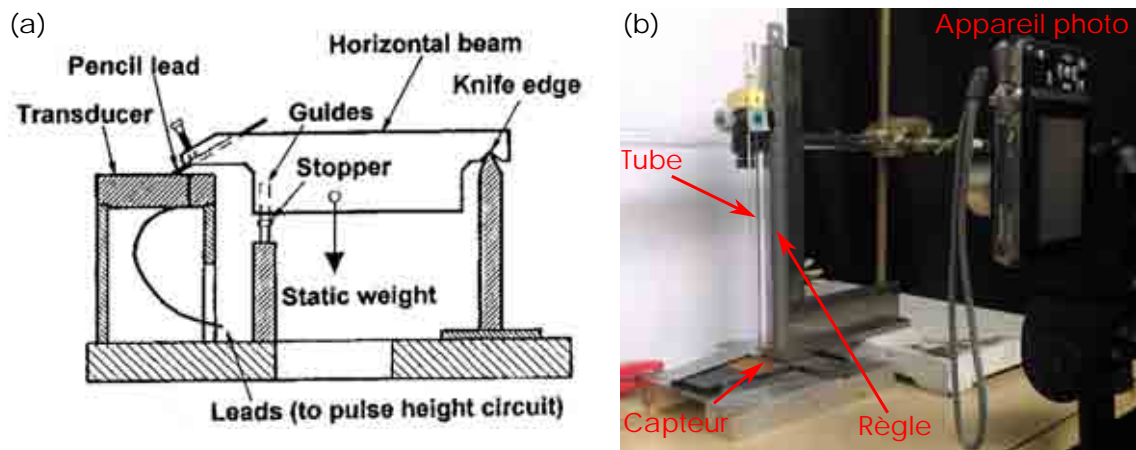


FIGURE 6.12 – Étalonnage par (a) cassure d'une mine de crayon et (b) chute de bille. (Source : (a) Momma et al. [96])

Soyama et al. [121] ont proposé la méthode de cassure d'une mine de crayon de quelques millimètres montrée dans la figure 6.12.(a). L'une des extrémités d'une poutre horizontale est posée sur un support affuté, l'autre sur une mine de crayon inclinée en contact avec le capteur. Un récipient accroché au centre de la poutre se remplit petit à petit et augmente la force s'exerçant sur la mine de crayon. Au-delà d'une certaine force la mine casse. Cette force est mesurée et comme la surface de contact entre la mine et le capteur est connue, le relâchement brusque de pression est estimé. Le signal généré présente des caractéristiques très proches de la cavitation avec une durée d'impact de quelques  $\mu$ s.

Momma précise dans sa thèse [96] qu'il est nécessaire d'utiliser une protection entre la mine de crayon et la surface du capteur sous peine de l'endommager. D'autre part, Nohmi et al. [100] ont des difficultés à étalonner leurs capteurs PVDF avec cette méthode et utilisent finalement celle présentée par la suite.

Une autre méthode consiste à utiliser des chutes de billes [54, 63]. Nos capteurs sont calibrés avec cette méthode.

Ce dispositif est visible sur la figure 6.12.(b). Une bille lâchée depuis une hauteur initiale connue impacte le capteur. Un appareil photo permet de suivre la chute de cette bille et de mesurer à l'aide d'une règle située dans le même plan que le tube la hauteur du premier rebond.

Par conservation de l'énergie mécanique, la force moyenne s'exerçant sur le capteur se calcule par :

$$\bar{F} = \frac{m(V_1 + V_2)}{\tau} \quad (6.16)$$

avec  $m$  la masse de la bille,  $\tau$  la durée de l'impact (mesurée sur le signal voir figure 6.13),  $V_1$  la vitesse de la bille juste avant l'impact et  $V_2$  la vitesse de rebond juste après l'impact. Ces deux vitesses peuvent s'exprimer comme  $V_i = \sqrt{2gh_i}$  avec  $g$  l'accélération de la pesanteur.

D'après la forme du signal, voir figure 6.13, la force maximale  $F_{max}$  s'exerçant sur le capteur peut s'exprimer à partir de la force moyenne  $\bar{F}$  par :

$$F_{max} = n\bar{F} \quad (6.17)$$

Avec  $n$  le facteur de forme défini par :

$$n = \frac{A_{max}}{\bar{A}} = \frac{F_{max}}{\bar{F}} \quad (6.18)$$

La tension moyenne  $\bar{A}$  de l'impact se calcule avec :

$$\bar{A} = \frac{1}{\tau} \int_{t_{max}-\tau/2}^{t_{max}+\tau/2} A(t).dt \quad (6.19)$$

avec  $t_{max}$  la position temporelle du maximum.

Pour nos capteurs, le facteur de forme estimé à partir de l'équation 6.18 varie entre 1.9 et 2.1. N'Guyen Trong [99] avait obtenu un résultat équivalent avec un facteur de forme de 2 lors de ses étalonnages. Par conséquent, un facteur de forme de 2 a été appliqué dans nos calculs.

L'étalonnage est fait à partir de 3 points définis par la longueur ( $h_1$ ) et le diamètre intérieur du tube ( $\Phi_i$ ), le diamètre ( $\Phi$ ) et la masse ( $m$ ) de la bille, voir tableau 6.2.

TABLEAU 6.2 – Caractéristiques des 3 points d'étalonnage

	$h_1$	$\Phi_i$	$\Phi$	$m$
	mm	mm	mm	g
<b>1</b>	199.2	4.66	4.50	0.38
<b>2</b>	200	6.07	6	0.90
<b>3</b>	200.5	8.23	8.00	2.14

Le tube facilite l'étalonnage en augmentant sa précision. Le diamètre des billes  $\Phi$  est très proche du diamètre interne des tubes  $\Phi_i$ , ainsi la zone d'impact est quasiment la même d'une chute à une autre.

### 6.5.2 Signal typique

Les courbes sur la figure 6.13 montrent les signaux typiques obtenus par un capteur lors d'une chute de bille pour différentes capacités ajoutées en parallèle.

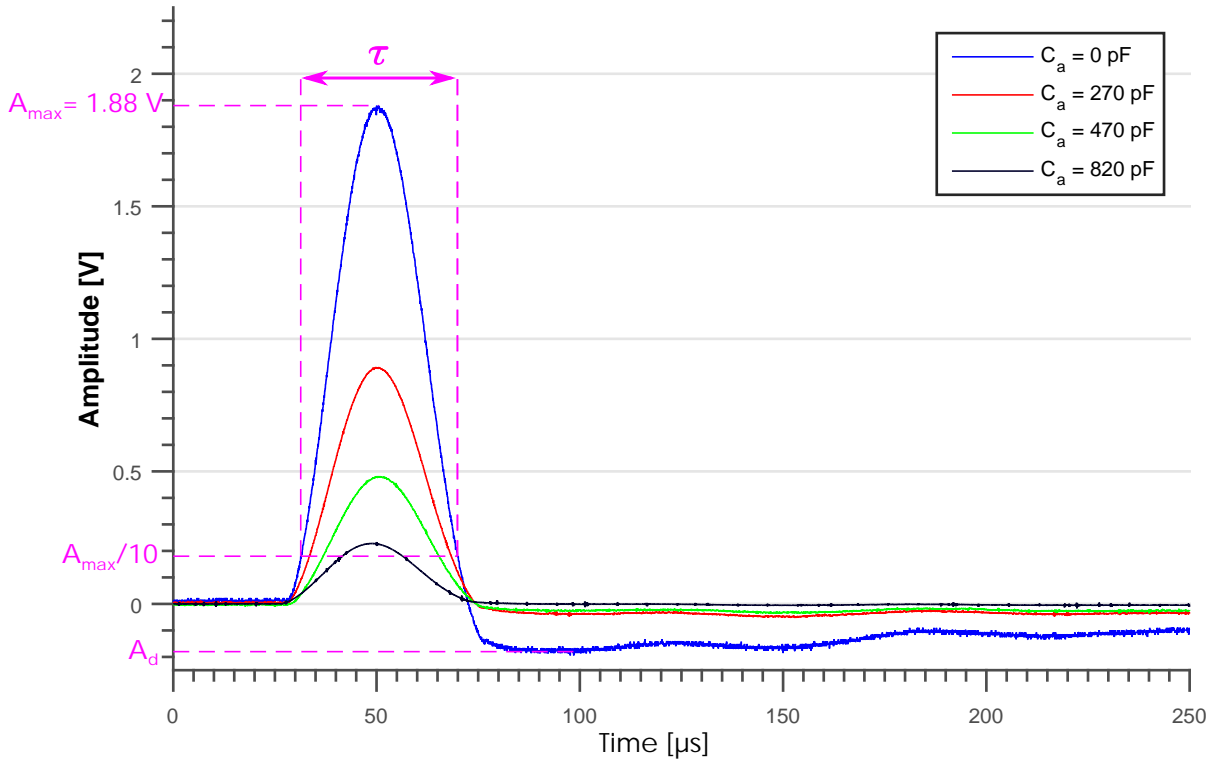


FIGURE 6.13 – Signaux typiques d'une chute de bille ( $\Phi = 4 \text{ mm}$  et  $m = 0.27 \text{ g}$ ) sur un capteur PVDF pour différentes capacités ajoutées en parallèle.

TABLEAU 6.3 – Caractéristiques des signaux

$C_a$	pF	0	270	470	820
$\tau$	$\mu\text{s}$	38.2	39.5	39.2	40.5
$A_{max}$	V	1.88	0.89	0.48	0.23
$A_d$	$10^{-3} \text{ V}$	180	37	27	8
$A_d/A_{d0}$	%	100	21	15	4
$A_{max}/A_0$	%	100	47.3	25.5	12.2

Les caractéristiques de chaque signal sont mesurées et regroupées dans le tableau 6.3 :

- $A_{max}$  : l'amplitude maximale.
- $A_d$  : l'amplitude de la décharge.
- $\tau$  : la durée de l'impact mesurée à 10% de l'amplitude maximale.

Dans le tableau,  $A_0$  et  $A_{d0}$  sont respectivement l'amplitude maximale et celle de la décharge du signal sans capacité ajoutée.

Pour le cas sans capacité ajoutée, une décharge est clairement visible faisant quasiment 10% de l'amplitude maximale. Elle est loin d'être négligeable et pose problème pour l'acquisition des signaux en continu. Pour pallier à ce problème, il faut augmenter la constante de temps du circuit  $\tau_c = R_i C_t$ , c'est à dire la résistance en entrée de l'oscilloscope  $R_i$  et/ou la capacité totale du circuit  $C_t$ . Uniquement la capacité totale du circuit est augmentée afin de garder un montage électronique simple.

Si la capacité augmente, l'amplitude maximale  $A_{max}$  et de décharge  $A_d$  diminuent, comme attendu d'après l'équation 6.13. Par conséquent, un compromis sur le choix de la capacité ajoutée doit être trouvé pour avoir un signal encore suffisamment puissant pour être mesuré.

Avec une capacité ajoutée de 270 pF, l'amplitude maximale est divisée par 2 et l'amplitude de la décharge par 5. En l'augmentant à 470 pF, l'amplitude de la décharge par rapport à celle sans capacité ne diminue presque pas mais par contre la tension maximale est divisée par 4. Pour une capacité de 820 pF, l'amplitude maximale est beaucoup trop réduite pour un gain trop faible sur l'amplitude de décharge. Par conséquent une capacité de 270 pF est un bon compromis. L'ensemble des mesures présentées par la suite sont faites avec cette capacité ajoutée de 270 pF.

De plus, la durée d'impact est quasiment constante quelle que soit la capacité ajoutée. Cette observation est logique car cette grandeur est uniquement liée à la force s'exerçant à la surface du capteur, qui est la même étant donné que la bille est identique d'un essai à un autre.

Il faut noter que pour éviter cette décharge et ne pas diminuer l'amplitude du signal, un convertisseur charge-tension aurait pu être utilisé pour garder la capacité de l'instrumentation constante et augmenter uniquement la résistance en entrée de la carte d'acquisition.

## 6.6 Essai d'un capteur unique

Avant de s'attaquer à la fabrication d'une matrice de capteurs, un capteur LEGI est comparé à un capteur du commerce (Piezotech [107]) pour des tests et des configurations simples, afin de valider notre méthode de fabrication en vérifiant que la réponse d'un capteur LEGI est similaire à celle d'un capteur commercial.

### 6.6.1 Réponse

Les deux capteurs sont testés dans les mêmes conditions et sont collés à la surface d'un échantillon en aluminium par l'intermédiaire d'un scotch double face d'épaisseur 0.25 mm. Le capteur Piezotech est fourni avec une protection sur ses deux faces et fait une épaisseur totale de 0.15 mm avec une zone active de 1 mm<sup>2</sup>. Le capteur LEGI est protégé et

isolé électriquement sur ses deux faces par une couche de Kapton, son épaisseur totale et sa zone active sont respectivement de 0.16 mm et 2.5 mm<sup>2</sup>.

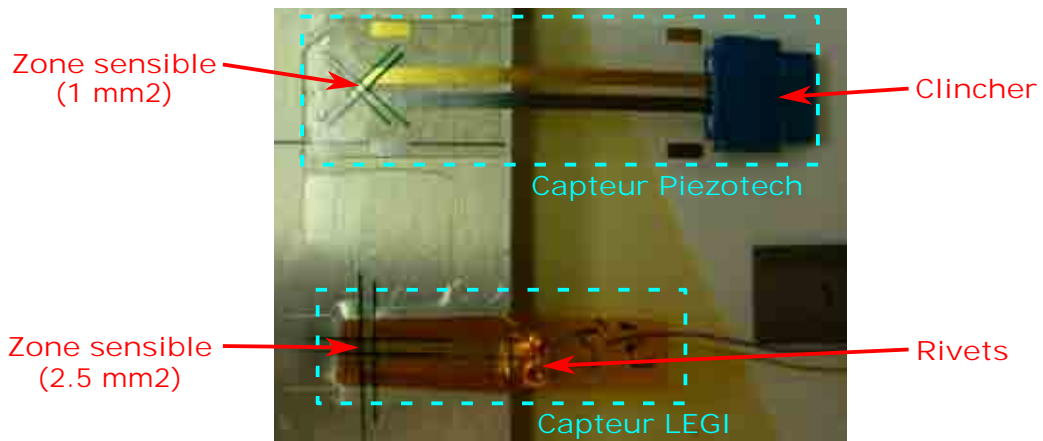


FIGURE 6.14 – Photo du capteur Piezotech [106] (en haut) et du capteur LEGI (en bas) tous les deux collés avec un scotch double face sur un support en aluminium.

Ces capteurs sont testés avec la même capacité ajoutée de 270 pF, voir section 6.5.2. Quelques signaux de ces essais sont visibles sur la figure 6.15 et le tableau 6.4 en donne les caractéristiques.

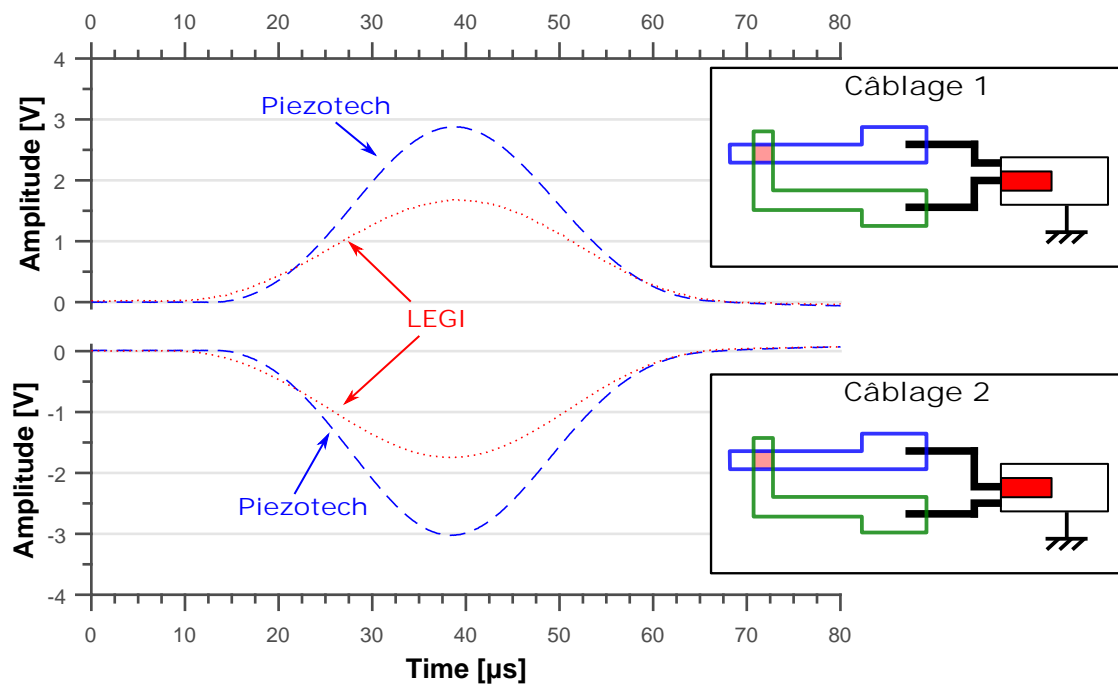


FIGURE 6.15 – Signaux de deux capteurs PVDF, en bleu celui de Piezotech [106], en rouge celui LEGI de surface active 2.5 mm<sup>2</sup> pour différents câblages lors du lâcher d'une bille de diamètre  $\Phi = 4.5$  mm.

Tout d'abord un capteur PVDF peut être câblé de deux manières différentes. Soit l'électrode supérieure est connectée à l'âme du câble coaxiale et l'autre à la masse du système (câblage 1), soit l'inverse (câblage 2), voir figure 6.15.

Comme expliqué dans la section 6.2.2, un capteur PVDF est une capacité. Par conséquent, il doit fonctionner pour les câblages 1 ou 2 et donner une amplitude identique



mais de signe opposé pour la même chute de bille. Pour les deux capteurs testés, ce fonctionnement est vérifié.

TABLEAU 6.4 – Caractéristiques des signaux

Capteur	Propriétés	Unités	Cabl. 1	Cabl. 2
Piezotech	$\tau$	$\mu\text{s}$	50.7	49.2
	$A_{max}$	V	5.5	5.0
S25	$\tau$	$\mu\text{s}$	43.0	47.0
	$A_{max}$	V	4.3	4.1

### 6.6.2 Étalonnage

Par la suite, pour estimer la sensibilité de chaque capteur, des calibrations sont faites et présentées dans la figure 6.16.

Pour les deux cas, les points semblent se rassembler autour d'une droite passant par 0. Le coefficient directeur de la droite correspond à la sensibilité du capteur, prenant en compte l'interface d'acquisition et le coefficient d'amortissement  $\gamma$  (défini dans la section 6.3.1).

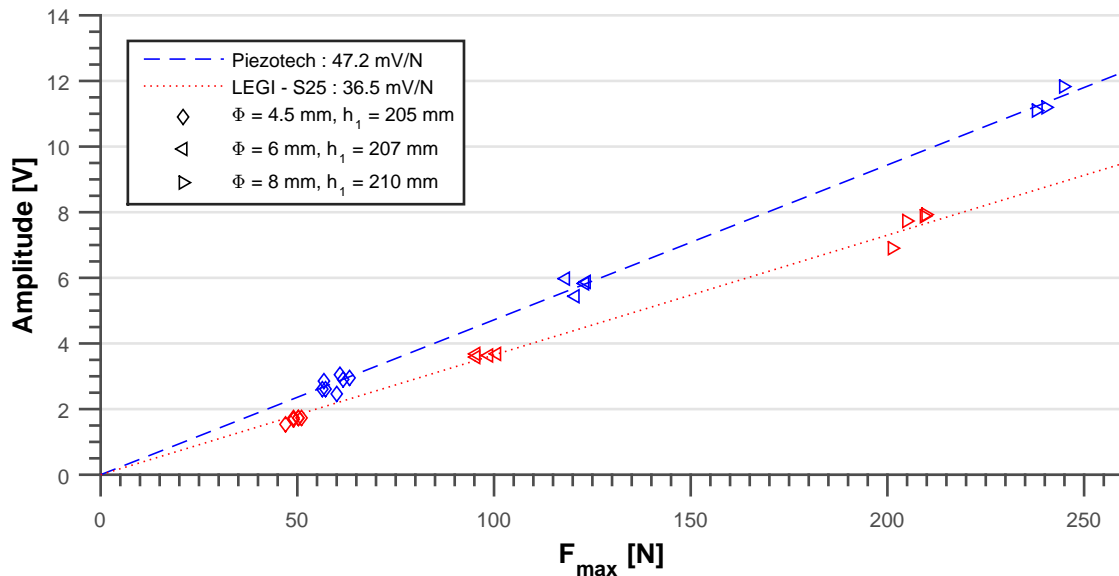


FIGURE 6.16 – Courbes de calibration pour un capteur Piezotech [106] et un capteur LEGI de surface active respective de  $1 \text{ mm}^2$  et  $2.5 \text{ mm}^2$ .

Les sensibilités sont respectivement de  $s_r = 47.2 \text{ mV/N}$  pour le capteur Piezotech et de  $s_r = 36.5 \text{ mV/N}$  pour le capteur LEGI. Alors que les points du capteur LEGI suivent une droite, les points du capteur Piezotech sont plus dispersés. Cette différence peut s'expliquer par des effets de bord (voir section 6.4.3) moins négligeables pour le capteur Piezotech de surface active plus petite de  $1 \text{ mm}^2$ .

D'après la section 6.3.2, la sensibilité, sans prendre en compte la structure du capteur, peut s'estimer théoriquement avec la formule suivante :

$$s_{th} = \frac{d}{C_t} \quad (6.20)$$

Le fabricant a mesuré un coefficient piézoélectrique  $d = 22 \text{ pC/N}$  pour le capteur Piezotech et la capacité de l'ensemble du système de mesure est de  $C_t \sim 500 \text{ pF}$ , d'où une sensibilité théorique de  $s_{th-Piezo} \sim 44 \text{ mV/N}$ .

La capacité de l'ensemble du système de mesure pour le capteur LEGI est de  $C_t \sim 400 \text{ pF}$  et le fabricant des films précise que le coefficient piézoélectrique  $d$  peut varier entre 13 et 22 pC/N. Par conséquent la sensibilité théorique  $s_{th-LEGI}$  est comprise entre 32.5 et 55 mV/N.

Dans les deux cas les sensibilités expérimentales et théoriques sont très proches.

## 6.7 Essai d'une matrice de capteurs

### 6.7.1 Interférences entre capteurs

Une matrice, composée de quatre lignes et quatre colonnes visibles sur la figure 6.17.(a) est testée. La configuration et les branchements sont similaires à celles de Dimitrov et al. [30]. Chaque capteur situé à l'intersection entre une ligne et une colonne a une surface active de  $4 \text{ mm}^2$  et est nommé  $ij$  avec  $i$  le numéro de la ligne et  $j$  le numéro de la colonne.

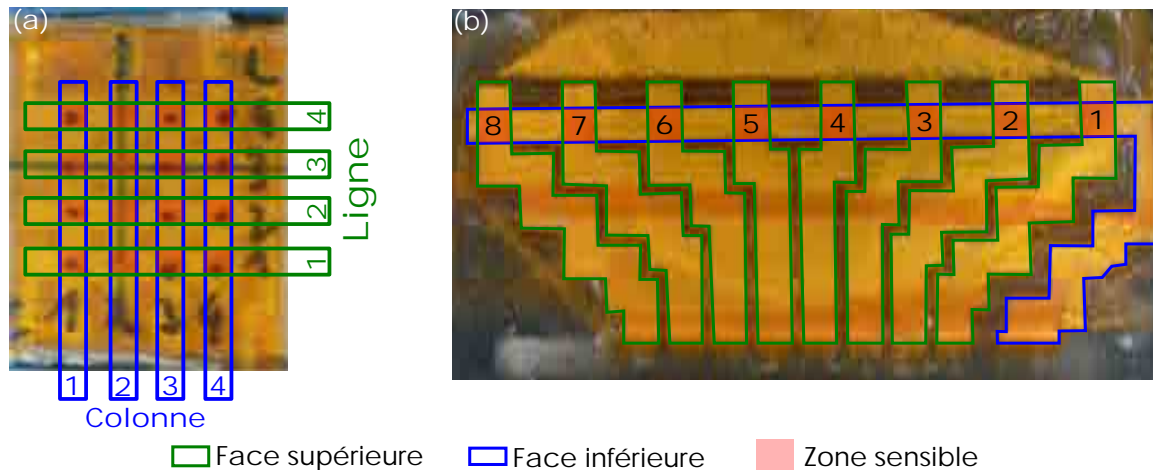
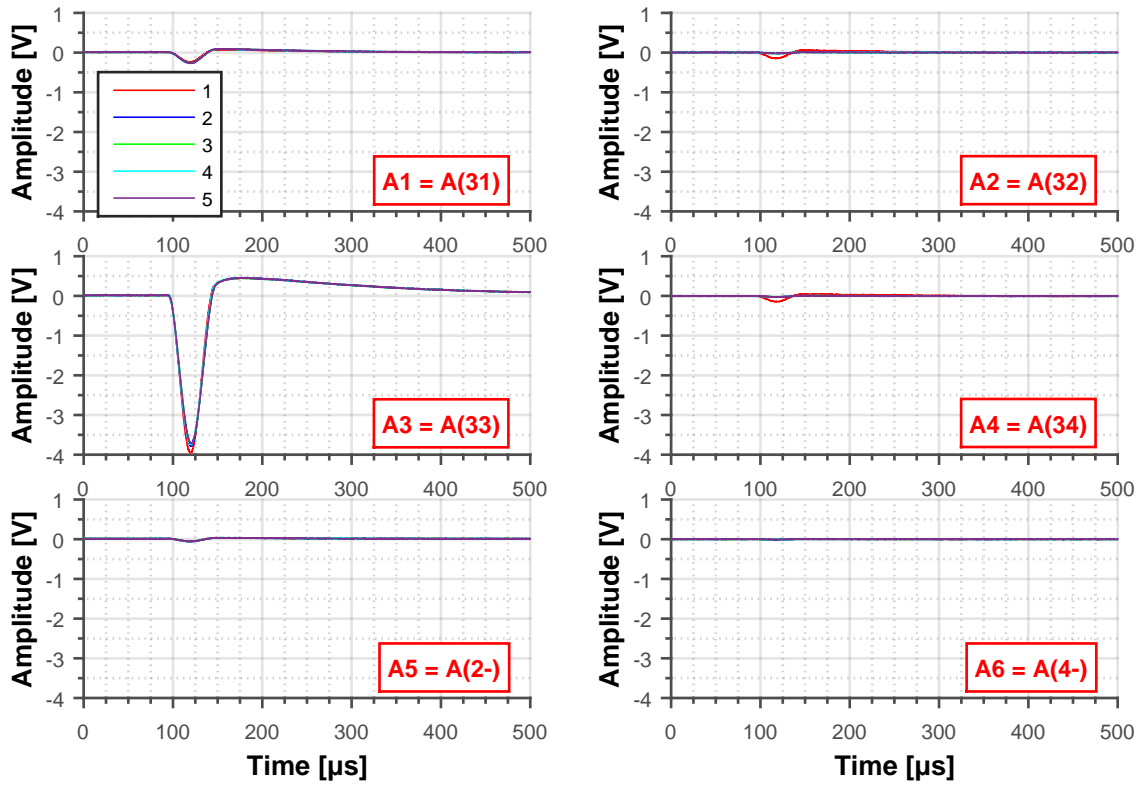


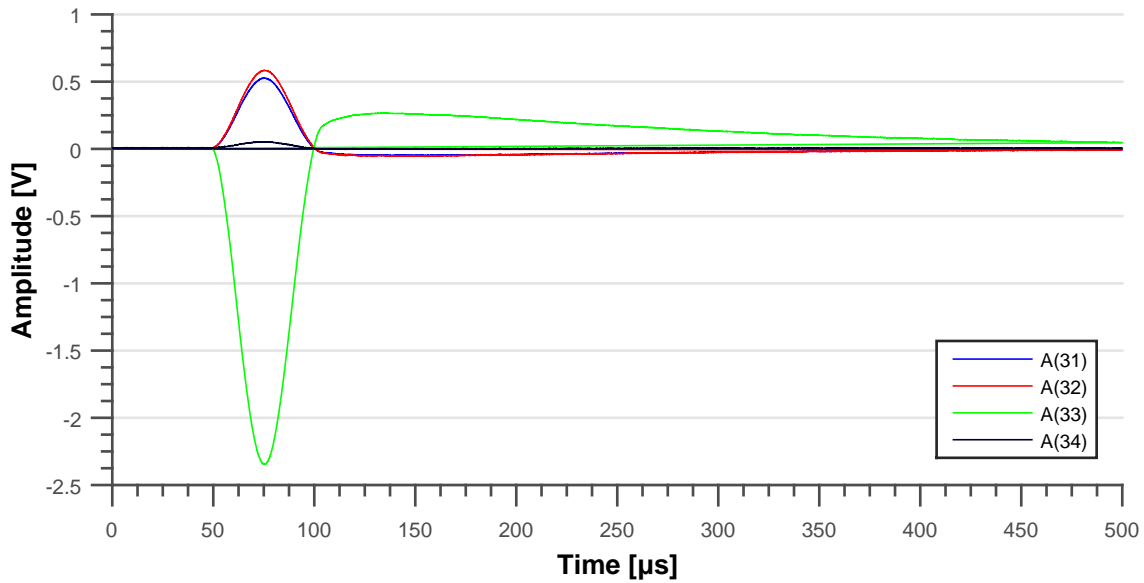
FIGURE 6.17 – Matrices de capteurs.

L'objectif de cette série d'essais est de voir la faisabilité d'un tel système et les interactions entre les capteurs adjacents. La figure 6.18 présente quelques uns de ces essais, pour lesquels la face supérieure (ici les lignes) est connectée à la masse et la face inférieure (ici les colonnes) est connectée à la carte d'acquisition, pour la matrice de capteurs visible sur la figure 6.17.(a).

La figure 6.18.(a) montre les signaux obtenus lors d'une chute de bille sur le capteur 33. Sur ce cas, la ligne 3 est branchée à la masse. Les colonnes 1, 2, 3 et 4 sont respectivement



(a) Signaux observés sur six voies de la carte pour une chute de bille sur le capteur 33 pour 5 essais.



(b) Signaux observés sur quatre voies de la carte d'acquisition pour une chute de bille sur le capteur 23.

FIGURE 6.18 – Essai sur une matrice de capteur quatre lignes et quatre colonnes pour une bille de diamètre  $\Phi = 4.5$  mm et une hauteur de chute initiale de  $h_1 = 200$  mm.

$A(ij)$  : tension mesurée par le capteur situé à l'intersection entre la ligne  $i$  et la colonne  $j$ .

$A(i-)$  : tension mesurée sur la ligne  $i$ .

liées aux voies 1, 2, 3 et 4 de l'oscilloscope. Les lignes 2 et 4 sont connectées aux voies 5 et 6. Entre cinq chutes de billes il y a une très bonne répétabilité des essais, les courbes se superposent sur toutes les voies. De plus l'amplitude maximale  $A_{max} = 4 \text{ V}$  est mesurée sur le capteur 33 sur lequel a lieu l'impact. Comme les capteurs ne sont pas indépendants mécaniquement, une légère déformation est détectée par les capteurs adjacents de la ligne 3 et ils mesurent une amplitude très faible, moins de 1% de celle maximale. La même chose est observée pour les lignes 2 et 4. Par conséquent avec ce type de branchement la matrice de capteur détecte bien le capteur le plus sollicité et son interaction avec les capteurs adjacents est négligeable.

La figure 6.18.(b) montre les signaux mesurés par les capteurs 31, 32, 33 et 34 lors d'une chute de bille sur le capteur 23. L'amplitude maximale est observée sur le capteur 33 situé sur la même colonne que le point de chute. De la même manière que lors de l'essai précédant une amplitude plus faible est mesurée sur les capteurs 31, 32 et 34 situés sur des colonnes adjacentes à la colonne 3. La ligne 2 n'est pas connectée à la masse et donc le capteur 23 ne forme pas un circuit fermé. Mais des charges sont bien générées aux bornes de ce capteur et sont mesurées par le capteur 33, expliquant le pic observé sur celui-ci. Dans cette configuration il n'est donc pas possible de localiser l'impact. Par exemple, si la bille tombe sur le capteur 13, 23 ou 43 le même signal va être mesuré par le capteur 33 et cela même si les capteurs 13, 23 et 43 ne forment pas un circuit fermé, les lignes 1, 2, et 3 n'étant pas connectées à la masse.

Par conséquent, une matrice de capteurs comme celle de Dimitrov et al. [30] est inutilisable sans une électronique adaptée développée spécialement pour ce type de capteur matriciel. De plus, ces observations empêchent tout espoir de pouvoir utiliser cette matrice de capteurs sur une ligne ou sur une colonne à la fois. Ainsi le profil aurait pu être instrumenté avec une seule matrice de capteurs pour pouvoir faire par exemple des mesures le long de la corde à différentes positions sur l'envergure, ou l'inverse le long de l'envergure à différentes positions sur la corde sans avoir besoin d'arrêter l'expérience, de démonter le profil, de changer la plaque amovible...

Toutes ces considérations amènent à choisir la configuration de matrice de capteurs visible sur la figure 6.17.(b). Cette matrice est une ligne de huit capteurs de surface active de  $4 \text{ mm}^2$  avec 5 mm entre chaque centre des capteurs.

### 6.7.2 Essai de la matrice de capteurs finale

Dans cette section avant de faire les tests en tunnel, la matrice de capteurs (voir figure 6.17.(b)) est vérifiée et étalonnée par des chutes de billes.

La figure 6.19 montre les signaux mesurés par la matrice de capteurs lors d'une chute de bille sur le capteur 5. La face inférieure (encadrée en bleu) est connectée à la masse alors que chaque électrode de la face supérieure (encadrée en vert) est connectée à une voie de la carte d'acquisition. La numérotation des capteurs est donnée en haut à droite de

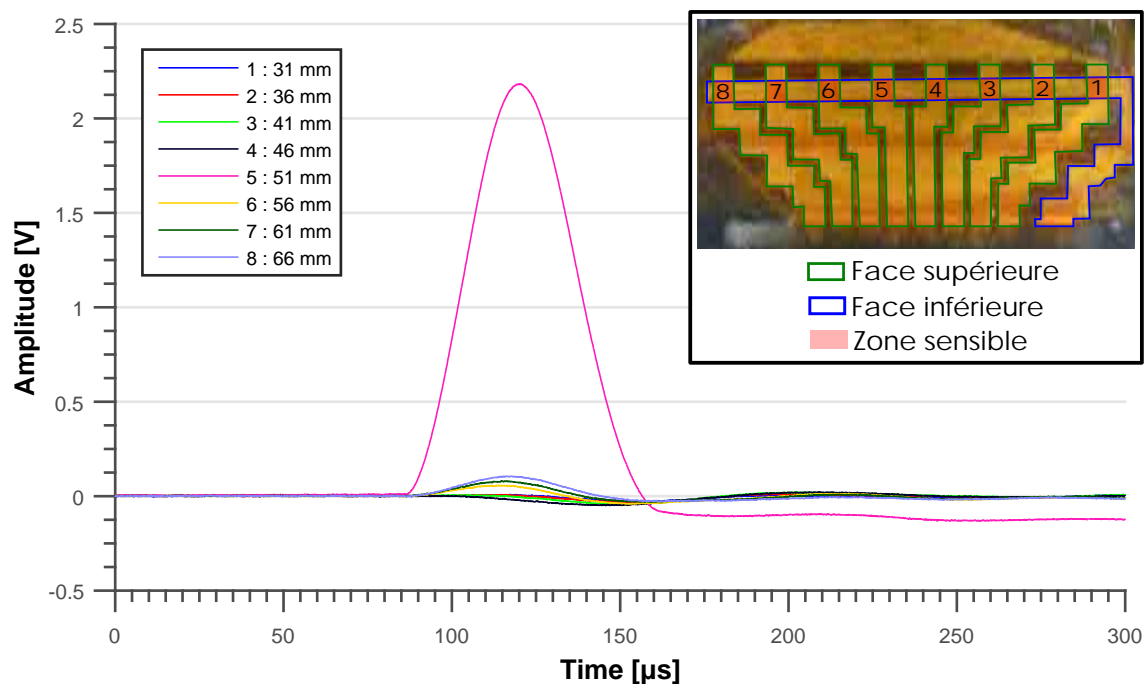


FIGURE 6.19 – Signaux mesurés par une ligne de capteur lors d'une chute de bille de diamètre  $\Phi = 6 \text{ mm}$  sur le capteur 5.

la figure 6.19.

Comme attendu la tension est maximale sur le capteur impacté par la bille, ici  $A_{max} = 2.2 \text{ V}$ . De plus, une amplitude très faible est mesurée par les autres capteurs de la matrice, moins de 5% de l'amplitude maximale. Chaque capteur est testé et montre le même comportement.

Cette matrice, cf section 6.4.4, est située dans un lamage de 0.2 mm de profondeur et est protégée par une couche de Kapton et de cyanoacrylate. Chaque capteur a été étalonné pour prendre en compte l'effet du système d'acquisition et de sa protection sur la mesure avant et après les expériences. Ces courbes d'étalonnage sont tracées sur la figure 6.20.

TABLEAU 6.5 – Sensibilités des capteurs de la matrice finale avant et après les expériences.

Capteur	Unités	1	2	3	4	5	6	7	8
Position	mm	31	36	41	46	51	56	61	66
Avant	mV/N	22.1	22.1	21.5	22.9	23.7	22.9	22.5	21.1
Après	mV/N	21.1	21.0	-	18.1	20.7	-	19.1	23.5

Tout d'abord, avant les essais en tunnel tous les capteurs de la matrice ont une sensibilité très proche, à peu près 22 mV/N, tracée en bleu sur la figure 6.20. Les très légers écarts peuvent être dus à une longueur différente de fil monobrin, une surface active présentant des petits défauts, à un collage non uniforme de la matrice... Néanmoins ces étalonnages présentent l'avantage de prendre directement en compte les défauts de chaque capteur.

Lors du montage, les capteurs 3 et 6 ont été endommagés et ne fonctionnaient plus

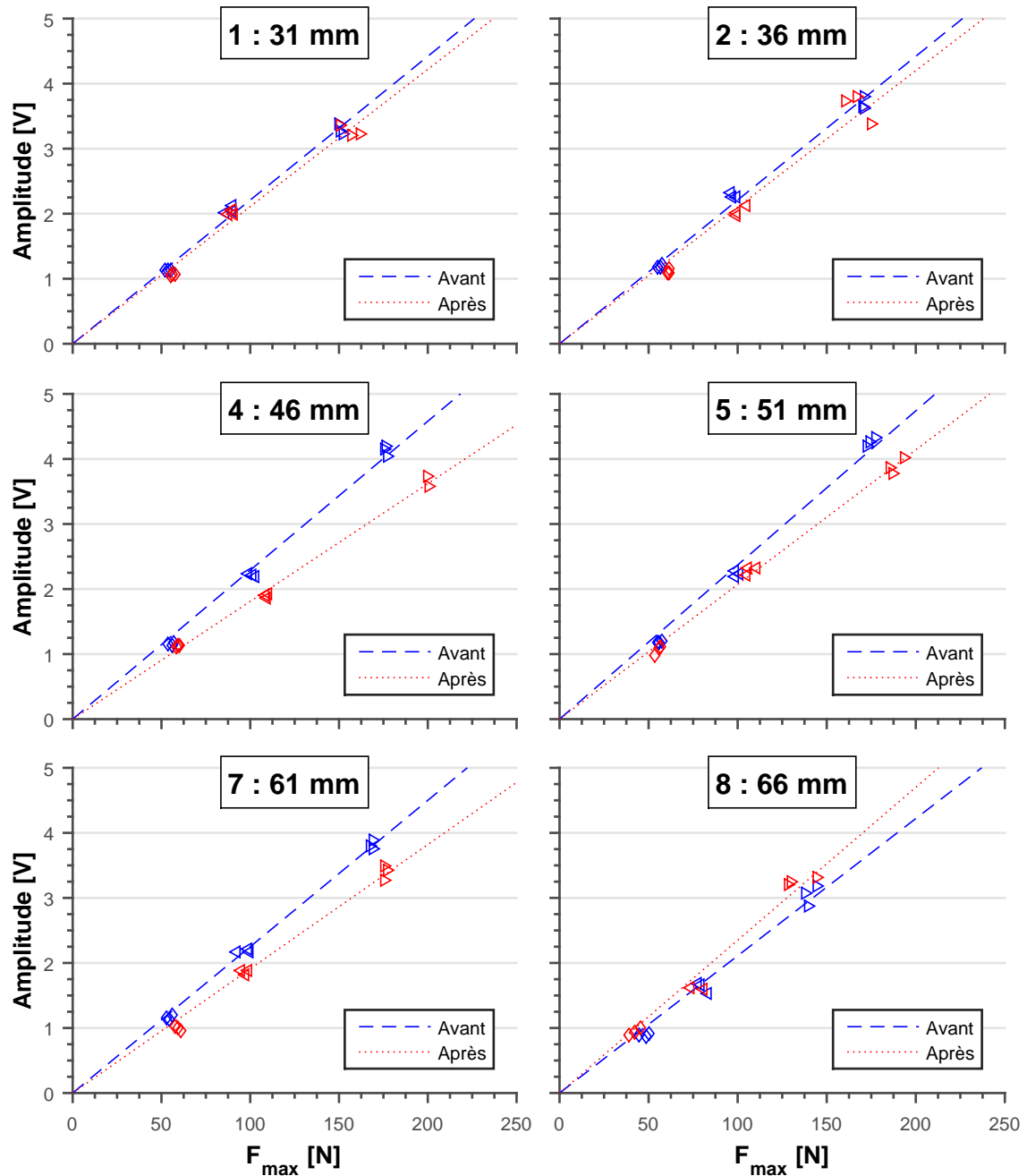


FIGURE 6.20 – Courbes de calibration avant et après les essais en tunnel pour les différents capteurs de la matrice

pendant nos mesures. Par conséquent, les courbes de calibration de ces capteurs ne sont pas affichées sur la figure 6.20. La durée totale des essais a été estimée à environ 80 h.

Après les essais en tunnel, la sensibilité de quasiment tous les capteurs a diminué mais reste dans les mêmes ordres de grandeur que celle initiale, tracée en bleu sur la figure 6.20. Les capteurs 4, 5 et 7 sont situés au niveau de la fermeture de poche pour les points de fonctionnement étudiés. Cette zone est la plus agressive de l'écoulement, ce qui explique probablement la diminution de sensibilité plus importante observée sur ces capteurs. Cette diminution est de 20% pour le capteur 4. A l'œil nu, il n'y a toutefois pas de dégâts apparents sur la protection de ces capteurs.

## 6.8 Montage des capteurs

Une fois étalonnée, la matrice de capteur PVDF est montée sur le profil instrumenté comme sur la figure 6.21. La pièce amovible est fixée sur le profil instrumenté avec cinq vis (cf section 3.3.2) et pour éviter qu'elles se dévissent à cause des vibrations, du frein filet est ajouté pour augmenter le frottement entre les vis et les plots taraudés de la plaque amovible, voir figure 3.5 du chapitre 3.

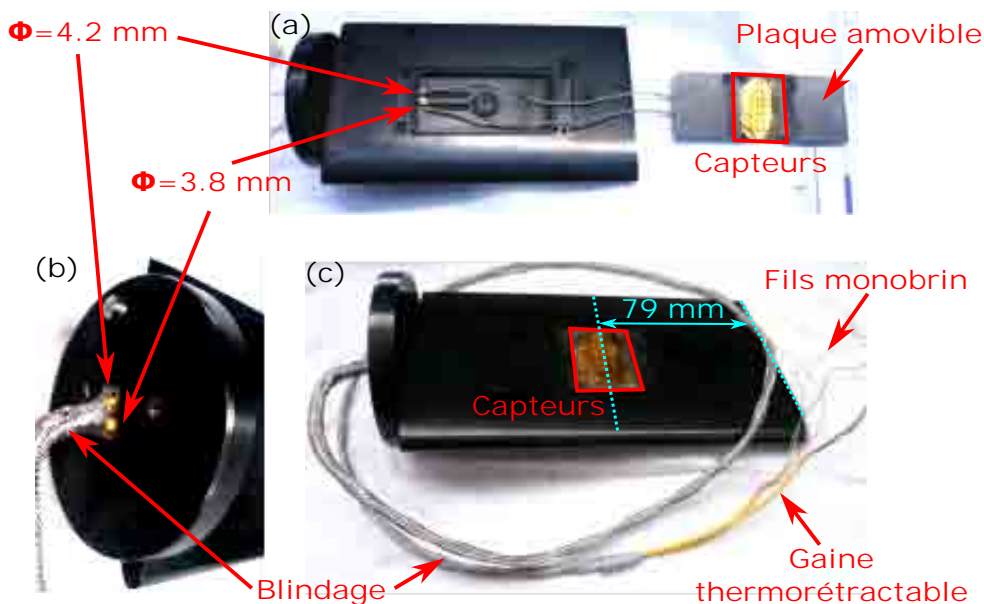


FIGURE 6.21 – Photos du profil instrumenté avant de fixer la plaque amovible (a), une fois la plaque montée de côté (b) et de dessus (c).

Pour des raisons d'encombrement et pour pouvoir démonter la plaque amovible, il est impossible d'utiliser un câble multibrins déjà blindé, c'est pourquoi les capteurs sont connectés avec des fils monobrins. A l'intérieur du profil, deux trous de diamètre 3.8 mm et 4.2 mm permettent de faire sortir les deux tresses de fils issues de la matrice de capteurs. La plus grosse tresse composée de cinq fils passe par le trou de 4.2 mm et celle de quatre fils par celui de 3.8 mm. Afin de faciliter le montage et protéger les fils monobrins, une gaine thermorétractable les entoure, jaune sur la figure 6.21.(c). Pour savoir, une fois monté,

à quel capteur correspond un fil monobrin, tous les fils d'une tresse sont de couleurs différentes, voir tableau 6.6.

TABLEAU 6.6 – Correspondance entre les couleurs des fils et les capteurs.

Couleur	marron	orange	jaune	violet	vert	orange	violet	vert	jaune
<b>Tresse</b>	1	1	1	1	1	2	2	2	2
<b>Connexion</b>	masse	1	2	3	4	5	6	7	8

Les deux tresses sont entourées d'un blindage pour limiter le bruit parasite et passent dans l'axe creux du profil et ressortent par un trou de 10 mm, visible sur la figure 6.22. Ce blindage peut être enlevé pour démonter la plaque amovible du profil.

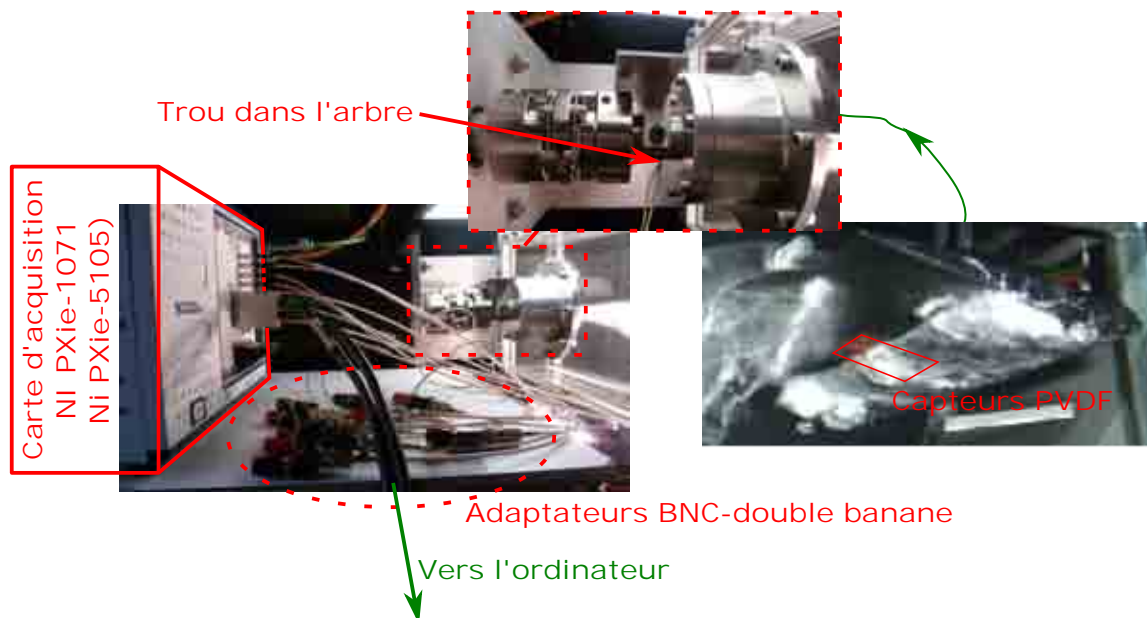


FIGURE 6.22 – Montage des capteurs sur la carte d'acquisition.

L'électrode inférieure de la matrice, le blindage, le profil, les capteurs, la carte d'acquisition et la veine d'essai sont toutes à la même masse.

Les autres fils monobrins sont connectés à l'âme de chaque voie par l'intermédiaire d'un adaptateur BNC-double banane (entourée en pointillée rouge sur la figure 6.22), une capacité de 270 pF est montée en parallèle de chaque capteur. Les fils monobrins font une longueur de 1.250 m. La carte d'acquisition est placée la plus proche possible des capteurs pour réduire cette longueur de fil et réduire le bruit.

L'acquisition des huit voies se fait simultanément avec la carte d'acquisition PXIe-5105 pouvant atteindre une fréquence maximale de 60 MHz et avec une résolution de 12 bits, équipée d'un buffer de 512 Mb. Le châssis NI PXIe-1071 assure un transfert entre l'ordinateur et la carte de 3 Go/s maximum.

La position des capteurs par rapport au profil a été mesurée une fois la plaque amovible montée. Le centre de la ligne inférieure de la matrice est aligné avec la corde du profil et



est à 79 mm de la pointe du profil, voir figure 6.21.(c), soit 45% de la largeur de la veine d'essai. Les centres des huit capteurs de surface actives 4 mm<sup>2</sup> sont répartis entre 31% et 66% de la corde (voir tableau 6.5) pour mesurer l'évolution selon la corde des fluctuations de pression dues à la cavitation.

## 6.9 Acquisition des signaux hautes fréquences

### 6.9.1 Programme d'acquisition

L'acquisition et le contrôle de la carte se font par l'intermédiaire d'un programme Labview, l'ensemble de l'interface pour la haute fréquence est visible dans l'annexe D. Une partie de cette interface a déjà été présentée dans la section 3.4.3.

Un onglet de l'interface permet de régler les paramètres de l'acquisition haute fréquence, entourée en bleu clair sur la figure 6.23, en choisissant dans :

- "Voies physiques" : les voies à acquérir, numérotées de 0 à 7.
- "name" : le nom du fichier de sortie pour les mesures hautes fréquences.
- "Vertical range" : la plage de mesure selon l'axe vertical, par exemple pour un signal oscillant entre -1.5 V et 1.5 V cette valeur doit être fixée à 3 V.
- "Min Sample Rate" : la fréquence d'acquisition minimum souhaitée. Par contre toutes les fréquences d'acquisition ne sont pas accessibles et la carte d'acquisition fixe automatiquement cette fréquence à celle supérieure la plus proche, l'affichant alors dans la case "Actual Sample Rate".
- "Min. Record Length" : le nombre de points à acquérir.

L'acquisition peut démarrer immédiatement ou bien à partir d'un trigger sur une voie définie dans la case "trigger source" dans l'onglet "Trigger Edge" en précisant l'amplitude du trigger (trigger level) et la direction de la pente (slope), ascendante (0) ou descendante (1). La case "Pre-trigger [%]" correspond au pourcentage de points à enregistrer avant le trigger. Cette dernière méthode est très pratique pour étalonner un capteur.

La partie gestion de fichier, encadrée en bleu sur la figure 6.23, permet de lancer l'acquisition des signaux basses et hautes fréquences simultanément en cliquant sur le bouton rouge. De plus, un trigger est généré depuis la carte d'acquisition basse fréquence pour éventuellement lancer l'enregistrement d'une caméra rapide. Un premier fichier enregistre les signaux des capteurs de pression, de température et de débit de la veine d'essai et un second fichier les signaux des capteurs PVDF. A la fin de l'acquisition les signaux des capteurs sont affichés sur le graphe encadré en rouge sur la figure 6.23.

Cependant, une acquisition haute fréquence génère très vite des fichiers volumineux et malgré un transfert de 3 Go/s maximum entre la carte et l'ordinateur, le buffer de 512 Mb se remplit plus vite qu'il ne se vide. Il est impossible d'enregistrer plus de 268 435 216 points par acquisition, d'où pour huit voies activées 33 554 402 points/voie.

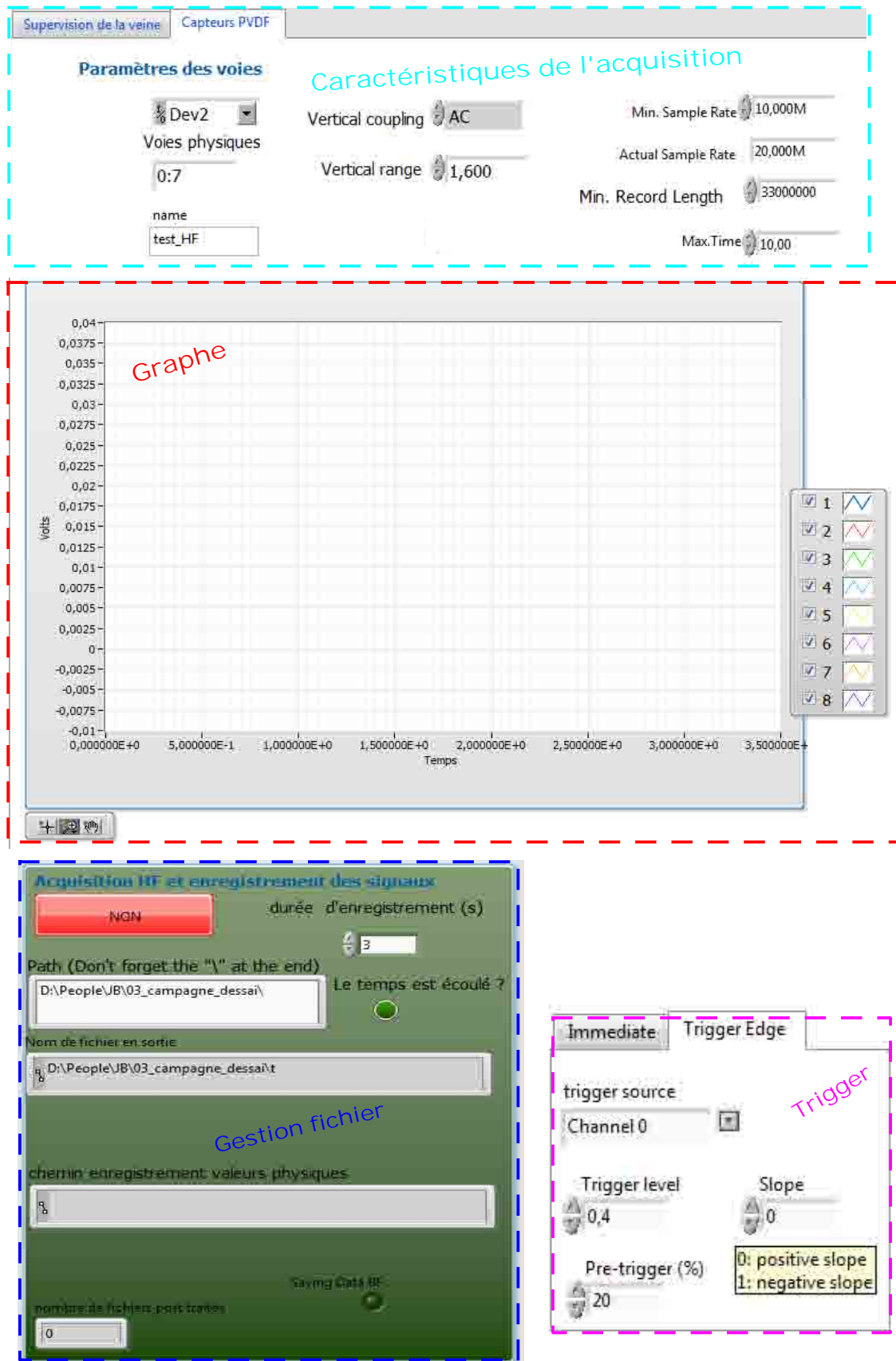


FIGURE 6.23 – Extrait de l'interface Labview du programme d'acquisition haute fréquence.

La fréquence d'échantillonnage de la carte d'acquisition (NI PXIe-5105) est de 60 MHz, mais au delà de 20 MHz des problèmes de repliements du signal apparaissent.

Par conséquent, nos mesures sont faites avec une fréquence d'échantillonnage de 10 MHz et 33 000 000 points par voie, soit 3.3 s par fichier.

Pour mesurer suffisamment de pics de pression, un minimum de 100 enregistrements est pris pour chaque point de fonctionnement. D'autre part, le programme de supervision complet est lent à cause de l'affichage et du calcul en temps réel des caractéristiques du point de fonctionnement. Deux minutes sont nécessaires en comptant l'acquisition, le transfert et l'écriture. Il est utilisé uniquement pour régler le point de fonctionnement et voir si des signaux de pression sont visibles.

Une fois le réglage effectué, un programme simplifié est lancé pour faire l'acquisition, l'un après l'autre, d'un certain nombre d'enregistrements avec  $\sim 40$  secondes par fichier.

Tous les fichiers sont enregistrés au format TDMS, un format binaire développé par National Instruments. Des modules permettent de les lire avec Excel, Matlab ou Python.

### 6.9.2 Signaux hautes fréquences

Tous les composants électroniques de la veine d'essai sont susceptibles de bruiteur la mesure. De plus, les capteurs PVDF sont des capacités et sensibles aux interférences électromagnétiques [92]. Afin de discerner la cavitation du reste du bruit de mesure, une première série de mesures est faite avec et sans cavitation pour le capteur n°7 de la matrice finale, voir figure 6.24. Les autres capteurs présentent des évolutions identiques.

D'une part, le variateur alimentant le moteur lié au profil est une importante source de bruit dans notre installation. Quand il est en marche, voir courbes tracées en rouge sur la figure 6.24, l'amplitude du bruit est multipliée par 10, oscillant entre -100 et 100 mV au lieu de -10 et 10 mV. Dans ces conditions, les pics de pression mesurés par les capteurs, entourés par des ronds noirs sur la figure 6.24.(a), sont noyés dans le bruit. D'autre part, une fréquence de 16 kHz, due au variateur du moteur d'après la documentation [75], parasite le signal mesuré et est clairement visible sur la courbe en rouge de la figure 6.24. C'est pourquoi, le frein magnétique du moteur a été utilisé pour bloquer la position angulaire du profil afin de désactiver le variateur lors des mesures hautes fréquences.

Le bruit du réseau électrique, à 50 Hz, est aussi mesuré par le capteur 7 sur la figure 6.24.(a). Si l'encombrement le permettait, l'utilisation de fils torsadés par paire ou de câble du commerce déjà blindé pourrait résoudre ce problème.

Une autre fréquence parasite de 216 kHz commune à tous les signaux est observée sur la figure 6.24.(b) et son origine n'a pas été identifiée.

Par conséquent notre méthode d'acquisition, à condition de désactiver le variateur, permet de mesurer des pics de pression dus à la cavitation, comme par exemple ceux entourés par des cercles noirs sur la figure 6.24.

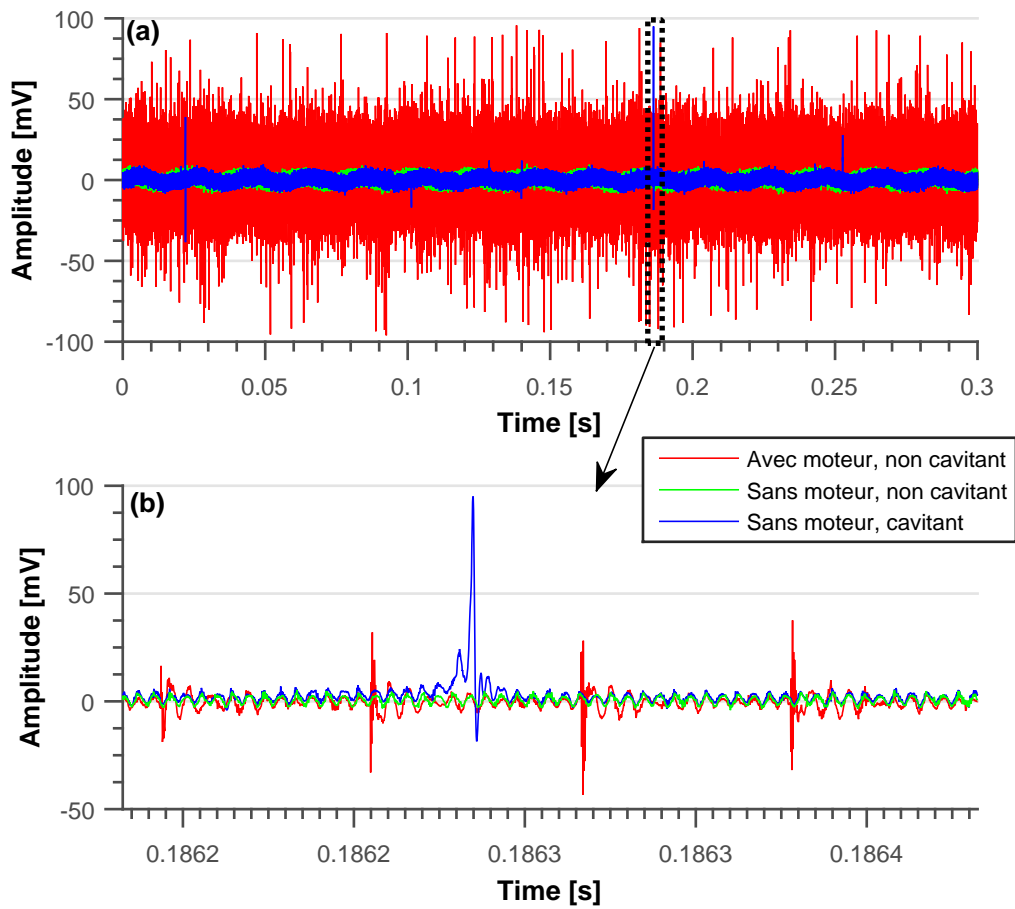
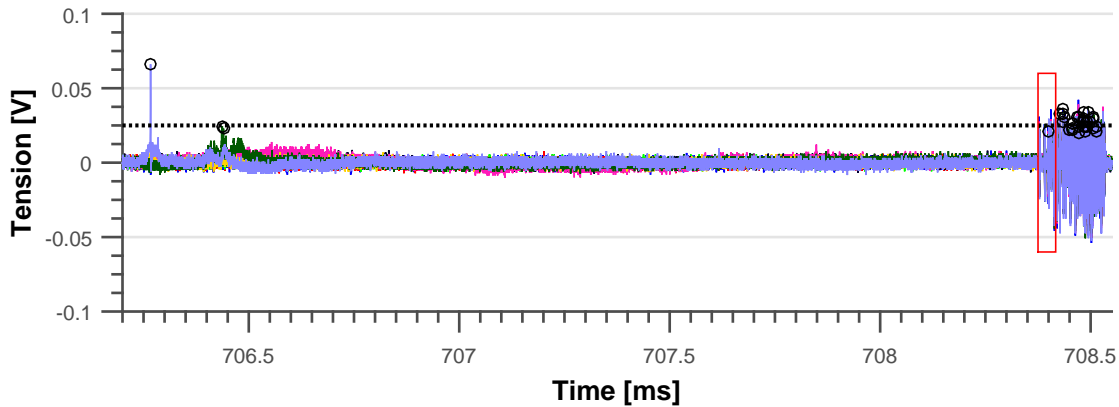


FIGURE 6.24 – Signaux hautes fréquences avec le moteur activé et sans cavitation (en rouge), avec le moteur désactivé et sans cavitation (en vert) et avec le moteur désactivé et avec cavitation (en bleu) sur 0.3 s (a) et pour un zoom autour d'un pic de cavitation (b) mesurés avec le capteur n°7 placé à 61% de la corde.

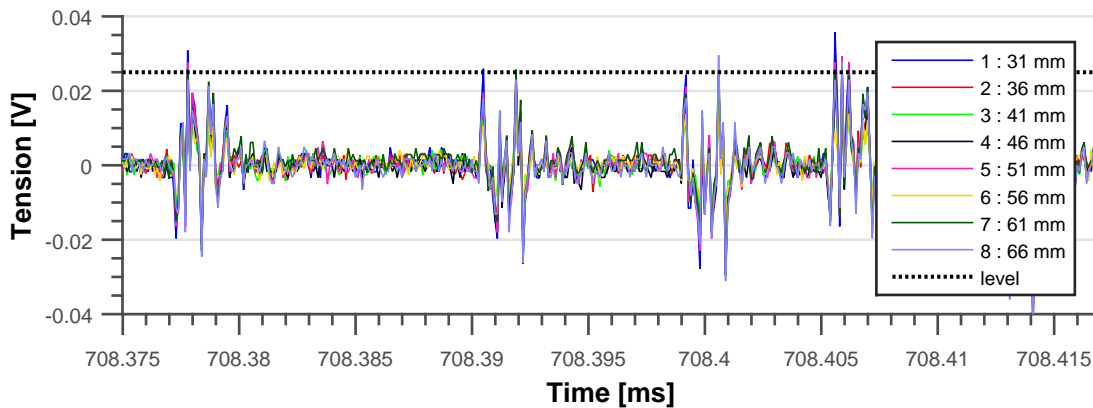
### 6.9.3 Traitement des signaux

Les capteurs détectent des pics dus à la cavitation mais aussi beaucoup de signaux parasites (50 Hz du réseau électrique, variateur du moteur...).

La cavitation est un phénomène haute fréquence, par conséquent en filtrant toutes les fréquences en dessous de 200 Hz, le bruit associé au réseau électrique et un éventuel offset peuvent être éliminés. Par contre, les signaux parasites à 16 kHz et 216 kHz ont des fréquences beaucoup trop proches de celle de la cavitation et ne sont pas filtrés pour éviter une perte d'information. Par exemple, Escaler et al. [37] ont identifié un bruit large bande dû à la cavitation entre 1 kHz et 100 kHz pour une cavitation partielle sur un profil de type NACA. Pour limiter le bruit dû au moteur, toutes les mesures sont faites avec le variateur désactivé.



(a) Signaux hautes fréquences



(b) Signaux parasites encadrés en rouge sur (a).

FIGURE 6.25 – Signal haute fréquence après filtrage de toutes les fréquences en dessous de 200 Hz (la légende est la même pour les deux figures).

$$(\sigma = 1.29, V = 10 \text{ m/s et } i = 6^\circ)$$

La figure 6.25.(a) montre les signaux obtenus sur les 8 capteurs après filtrage de toutes les fréquences en dessous de 200 Hz. Les cercles noirs sur le signal correspondent aux pics détectés par notre méthode de traitement. L'objectif de ce traitement est de mesurer les caractéristiques des pics de surpression, c'est à dire leurs amplitudes et la durée à

mi-hauteur.

Ces pics sont détectés si leurs amplitudes dépassent un seuil (en pointillé noir sur la figure 6.25) fixé à 0.025 V, soit à peu près 2 fois la valeur du bruit ambiant. Alors que les pics détectés entre 706 et 706.5 ms sont liés à la cavitation, le groupe de pics détectés vers 708.4 ms correspond à du bruit capté par les capteurs. Ces bouffées de pics ne durent jamais très longtemps et apparaissent aléatoirement lors de nos mesures.

Pour éliminer ce bruit, un filtre supplémentaire est appliqué sur tous les signaux. Il est basé sur deux observations faites sur le groupe de pics de la figure 6.25.(b) vers 708.3 ms. Premièrement, ce signal est observé simultanément par tous les capteurs, même sur les capteurs 3 et 6 ne fonctionnant pas, confirmant bien qu'il n'est pas dû à la cavitation. Deuxièmement, l'amplitude et la variation du signal sont les mêmes pour toutes les voies de mesures.

Par conséquent, si N capteurs observent ce bruit simultanément, la détection des pics se fait sur le signal traité  $X_t(i)$  défini à partir du signal  $X(i)$  mesuré par le capteur  $i$ , par :

$$X_t(i) = X(i) - \frac{\sum_{j=1}^{j=N} X(j)}{N-1} \text{ avec } j \neq i \quad (6.21)$$

Toutes nos analyses sont faites avec  $N = 8$ . Il faut noter que plus le nombre de capteurs est important, plus ce traitement est efficace. Il pourrait aussi être amélioré en affectant aux signaux, des poids en fonction de la distance entre les capteurs. En effet dans l'hypothèse où deux capteurs observent un pic de cavitation simultanément de même amplitude, la moyenne sur le nombre de capteurs permet de pondérer cette amplitude et de ne prendre en compte que le bruit commun à tous les signaux. Par ailleurs, ce genre d'événement n'est pas arrivé lors de nos mesures de par notre résolution temporelle (fréquence d'échantillonnage de 10 MHz) très élevée.

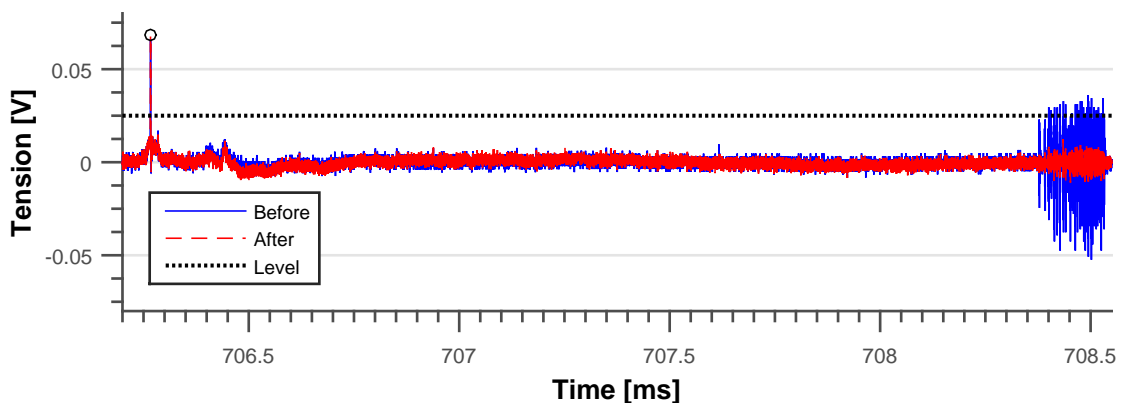


FIGURE 6.26 – Signaux sur le capteur 8 avant et après soustraction de la moyenne des autres signaux.  
( $\sigma = 1.29$ ,  $V = 10$  m/s et  $i = 6^\circ$ )

La figure 6.26 montre le signal du capteur 8 avant et après soustraction de la moyenne des autres signaux. Il est clairement visible que le traitement a diminué le bruit global. L'amplitude des oscillations observée vers 708.5 ms a été divisée par 3.

### 6.9.4 Détection des pics

Sur le signal traité, la détection des pics est bien plus efficace. Pour l'effectuer, la fonction MATLAB™ `findpeaks` a été utilisée :

```
[pks_n, ilocs_n, w_n] = findpeaks(data_nz, ...
    'MinPeakHeight', 0.025, ...
    'WidthReference', 'halfheight', ...
    'MinPeakDistance', 10, ...
    'MinPeakProminence', 0.01, ...
    'MinPeakWidth', 5) ;
```

Plusieurs entrées de cette fonction peuvent être réglées :

- *data\_nz* est le signal d'un capteur après soustraction de la moyenne des autres capteurs.
- *MinPeakHeight* est la hauteur minimale que doit avoir le pic, fixée à 0.025 V dans notre cas pour ne pas détecter le bruit.
- *WidthReference* avec l'option *halfheight* pour mesurer la durée du pic à mi-hauteur.
- *MinPeakDistance* définissant la distance minimale entre 2 pics, choisie à 1  $\mu$ s.
- *MinPeakProminence* est l'amplitude relative entre 2 pics, pour mesurer des pics distincts. Elle est de 0.01 V.
- *MeanPeakWidth* est la durée minimale des pics à mesurer, afin d'avoir des pics résolus et physiques. Elle est de 0.5  $\mu$ s, soit cinq points au minimum pour décrire la mi-hauteur du pic.

Cette fonction donne alors, l'amplitude des pics (*pks\_n*), la position des pics (*ilocs\_n*) et la largeur à mi hauteur des pics (*w\_n*). De par le traitement, voir équation 6.21, l'amplitude mesurée est légèrement diminuée et pour obtenir l'amplitude réelle la moyenne des autres signaux au moment *ilocs\_n* est ajoutée à celle mesurée.

Les variables d'entrée et de sortie de la fonction `findpeaks` *MinPeakDistance*, *MinPeakWidth*, *ilocs\_n* et *w\_n* sont en nombre de points, il suffit de multiplier par la fréquence d'échantillonnage de 10 MHz pour obtenir les valeurs en seconde.

La figure 6.27 montre la fonction `findpeaks` appliquée sur les huit capteurs sur une durée de 1 s d'un signal traité. Les cercles de couleur correspondent aux pics détectés par la fonction `findpeaks` pour le signal du capteur tracé avec la même couleur.

Par ailleurs, la section 7.2.1.1 du chapitre 7 montre quelques exemples de détection de pics avec cette fonction.

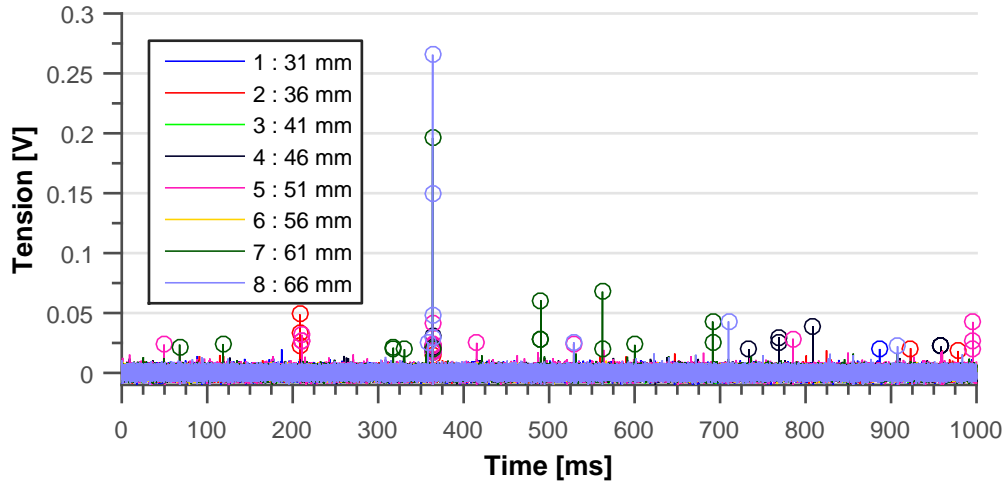


FIGURE 6.27 – Application de la fonction *findpeaks* sur les huit capteurs et sur un signal de 1 s. Les cercles de couleur correspondent aux pics détectés par la fonction *findpeaks* pour le signal du capteur tracé avec la même couleur.  
( $\sigma = 1.29$ ,  $V = 10$  m/s et  $i = 6^\circ$ )

## 6.10 Répétabilité et convergence des mesures

Pour savoir si nos résultats sont répétables, le même point de fonctionnement ( $\sigma \sim 1.3$ ,  $V = 10$  m/s et  $i = 6^\circ$ ) est mesuré lors de journées différentes.

Les histogrammes cumulés (la section 7.2.2.1 explique comment est tracé ce type de graphique) issus de ces points de mesure sont tracés sur la figure 6.28.

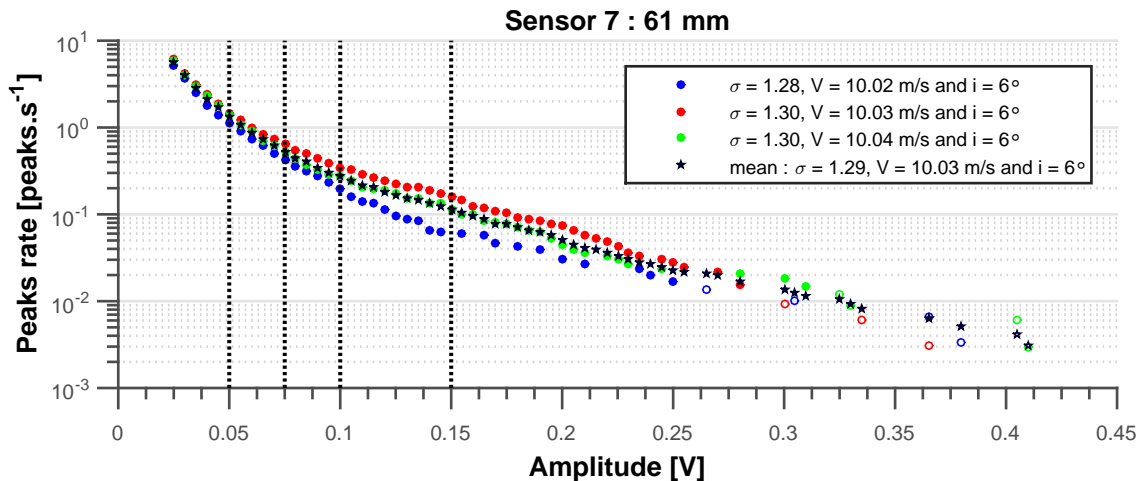


FIGURE 6.28 – Histogramme cumulé de la fréquence des pics en fonction de l'amplitude sur le capteur 7 pour 3 séries de mesures faites pour des points de fonctionnements très proches. La première série d'une durée de 300.3 s est tracée en bleu. La seconde série d'une durée de 326.7 s est tracée en rouge. La troisième d'une durée de 333.3 s est tracée en vert. La dernière, les étoiles en noir est la moyenne des trois précédentes. Les points non remplis sont de probabilités très faibles et ont été observés moins de quatre fois pendant la durée de l'essai.

Jusqu'à environ 0.075 V, les trois histogrammes cumulés sont proches les uns des autres



puis s'éloignent. Cela signifie sans doute qu'en 300 s environ, il n'y a pas suffisamment de pics de haute amplitude observés lors de la durée d'essai pour avoir une convergence statistique, voir figure 6.29. Cependant les tendances sont identiques, les pics de plus haute amplitude sont beaucoup moins fréquents que ceux de faible amplitude.

Les courbes de la figure 6.29 illustrent bien le problème de convergence pour les pics de haute amplitude.

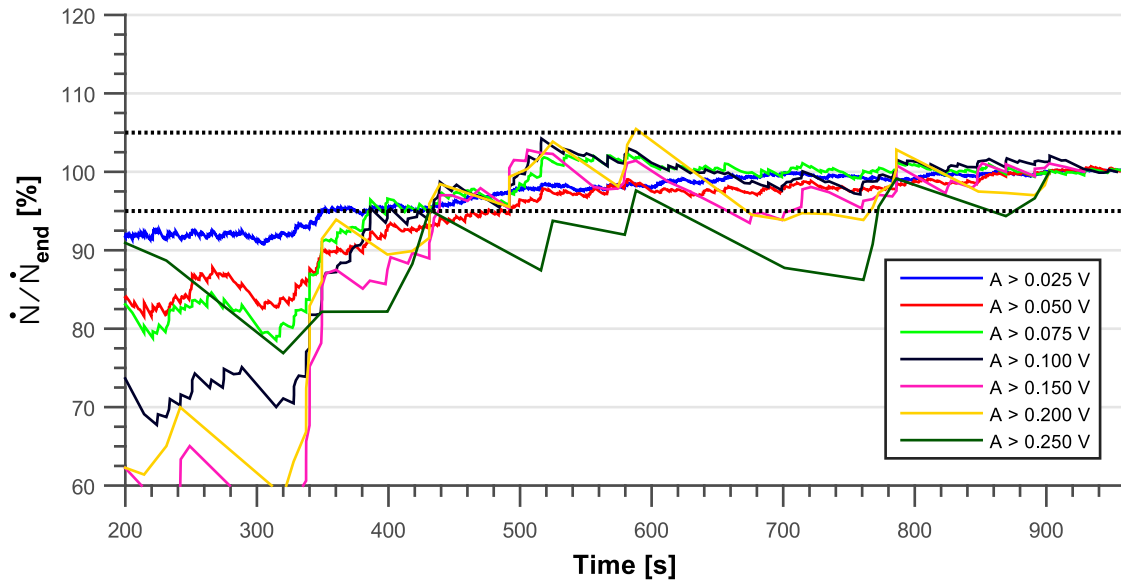


FIGURE 6.29 – Évolution du rapport entre la fréquence des pics  $\dot{N}$  supérieur à un certain seuil à un instant  $t$  et celle sur la durée totale  $\dot{N}_{end}$  pour le capteur 7.

Sur cette figure, l'évolution en fonction de la durée d'acquisition du rapport entre la fréquence des pics à un instant  $t$  et celle sur la durée totale de la mesure pour différents seuils est tracée. Par exemple pour un seuil de 0.025 V, la fréquence des pics converge vers une valeur à  $\pm 5\%$  de celle finale à partir de 330 s, contre 480 s pour un seuil de 0.100 V. Pour les pics les plus puissants, supérieurs à 0.200 V, cette convergence est atteinte vers 800 s et pour 0.250 V la durée d'acquisition ne semble pas suffisante. Les évolutions en dent de scie visibles sur 0.200 et 0.250 V sont caractéristiques de cas où les pics sont peu fréquents.

Ainsi la convergence concernant l'histogramme cumulé sur le capteur 7 est atteinte pour une amplitude inférieure à 0.200 V dans ces conditions hydrodynamiques.

Néanmoins cette convergence dépend de nombreux paramètres, du capteur, de la vitesse de l'écoulement et pour des raisons matérielles et de temps, elle n'a pas pu être assurée pour tous les essais. Mais la figure 6.28 montre que même si les enregistrements se font sur une durée courte, inférieure à 300 s, les histogrammes cumulés rendent compte correctement des tendances de la répartition des pics à la surface du capteur 7, avec des pics d'amplitudes inférieures à 0.10 V plus fréquents et moins fréquents au delà.

## 6.11 Conclusion

Toutes les mesures hautes fréquences de cette thèse sont faites avec des capteurs PVDF, que j'ai développés et fabriqués à la plateforme NanoFab<sup>3</sup> de l'institut Néel.

Ce matériau est piézoélectrique et génère une tension proportionnelle à la force s'appliquant à sa surface (équation 6.8). De plus, il présente de très bonnes caractéristiques mécaniques (un module d'Young de  $10^9$ - $10^{10}$  Pa et une bonne résistance aux chocs [113]) et dynamiques (fréquence de résonance supérieure à 10 MHz), le rendant particulièrement approprié pour l'étude des écoulements cavitants.

Ces capteurs PVDF sont fabriqués par photogravure chimique à partir de films PVDF bruts métallisés sur la face inférieure et supérieure. N'Guyen [99] utilise la même méthode. Pour limiter les problèmes d'alignement entre la face inférieure et supérieure du capteur (figure 6.8) des capteurs de forme carrée sont choisis. Ce procédé de fabrication empêche d'avoir des pistes ou des électrodes avec des largeurs plus petites que 0.5 mm. Un capteur avec une surface active de  $1 \text{ mm}^2$  est difficile à calibrer en utilisant une chute de bille. De plus, il n'est pas possible d'avoir une surface active aussi petite que celle de l'impact dû au collapsus d'une bulle de cavitation, de l'ordre de  $10 \text{ }\mu\text{m}$ . Par conséquent, il faut trouver une taille où les effets de bord sont limités (voir figure 6.9), comme Soyama et al. [121] et Trong N'guyen[99]. C'est pourquoi les capteurs finaux ont une surface active de  $2 \times 2 \text{ mm}^2$ .

Ces capteurs PVDF sont connectés au système d'acquisition. Comme la soudure n'est pas possible à cause de la basse température de fusion du film PVDF, la connexion a été faite par contact mécanique en utilisant des clinchers (fabriqués par Amphenol ICC<sup>4</sup>), bien plus faciles à installer que des rivets. Pour des raisons d'encombrement, des fils monobrins de diamètre extérieur de 0.55 mm sont soudés sur le clincher du capteur final avant de le pincer. Le capteur PVDF est ensuite collé sur la surface d'étude par l'intermédiaire de cyanoacrylate. Les faces supérieure et inférieure du capteur sont isolées électriquement par une couche de Kapton (polyamide), une mince couche de cyanoacrylate le protège de l'écoulement cavitant (figure 6.11).

A cause du procédé de fabrication, de sa structure, du collage, de sa protection, de l'interface d'acquisition, la réponse effective du capteur PVDF est différente de sa réponse théorique. Un étalonnage est nécessaire pour obtenir sa réponse réelle. D'autant plus que, pour limiter le phénomène de décharge du capteur (figure 6.13), une capacité de 270 pF est ajoutée en parallèle des capteurs. La sensibilité réelle (le rapport entre sa tension de sortie et la force s'appliquant à sa surface) est estimée dynamiquement par chute de bille, voir figure 6.12. Nos capteurs PVDF donnent des réponses comparables à celles de capteurs de Piezotech [107] (figure 6.16). A la suite de tests d'interférences entre capteurs PVDF sous

---

3. Centrale de micro-nanofabrication, gérée par l'institut Néel, dédiée à la réalisation d'objets pour la recherche fondamentale, essentiellement par des techniques de Lithographie. <http://neel.cnrs.fr/spip.php?rubrique57>

4. Fabricant d'interfaces et de connecteurs électroniques : <http://www.amphenol-icc.com/>.

forme de matrice, une matrice ligne de huit capteurs de surface active  $4 \text{ mm}^2$  séparés de 3 mm est choisie (6.17). La sensibilité réelle estimée par chute de billes, des huit capteurs de la matrice montée sur le profil instrumenté est d'environ 21 mV/N. Après les essais en cavitation, une diminution de 20% de la sensibilité est observée sur les capteurs les plus sollicités (6.20).

Un programme Labview est conçu pour faire l'acquisition des huit capteurs PVDF en simultané avec la carte d'acquisition PXIe-5105, pouvant atteindre une fréquence maximale de 60 MHz (figure 6.23). Les enregistrements de cette thèse sont faits à 10 MHz, permettant d'obtenir 3.3 s de signal par fichier. Environ une centaine de fichiers est enregistrée pour un point de fonctionnement. Les signaux sont fortement bruités, en particulier par trois fréquences, le 50 Hz du réseau électrique, une fréquence de 16 kHz (si le variateur du moteur est en marche) et enfin une fréquence de 216 kHz (dont l'origine n'a pas été identifiée). Afin de limiter le bruit, toutes les fréquences en dessous de 200 Hz sont filtrées et le signal traité correspond au signal sur chaque capteur soustrait de la moyenne des signaux sur les autres capteurs (équation 6.21). Ce traitement permet de limiter fortement le bruit et d'améliorer la détection des pics avec la fonction `findpeaks` de MATLAB™ (figure 6.27). Cette méthode fournit les caractéristiques des pics de suppressions d'une amplitude supérieure au seuil de 0.025 V (environ deux fois la valeur du bruit ambiant), qui sont la durée à mi-hauteur et l'amplitude maximale. La convergence de la fréquence des pics est bonne pour tous les pics d'amplitude inférieure à 0.200 V. Elle est de  $\pm 5\%$  de la valeur finale de la fréquence des pics, voir figure 6.29.

# Chapitre 7: Étude de l'agressivité de l'écoulement

## Sommaire

---

<b>7.1 Introduction</b> . . . . .	<b>140</b>
<b>7.2 Détermination expérimentale de l'agressivité</b> . . . . .	<b>141</b>
7.2.1 Caractéristiques et origines des pics . . . . .	141
7.2.2 Définition de l'agressivité expérimentale . . . . .	151
7.2.3 Influence de la longueur de poche sur l'agressivité . . . . .	155
7.2.4 Influence de la vitesse sur l'agressivité . . . . .	159
<b>7.3 Modélisation numérique de l'agressivité</b> . . . . .	<b>169</b>
7.3.1 Scénario physique . . . . .	169
7.3.2 Définition du paramètre d'agressivité . . . . .	170
7.3.3 Agressivité moyenne à la surface du profil . . . . .	173
7.3.4 Origine de l'agressivité . . . . .	175
7.3.5 Influence de la longueur de poche . . . . .	182
7.3.6 Influence de la vitesse . . . . .	188
<b>7.4 Comparaison entre expérience et numérique</b> . . . . .	<b>194</b>
<b>7.5 Conclusion</b> . . . . .	<b>197</b>

---

## 7.1 Introduction

Cette étude se concentre sur la cavitation par poche. La figure 7.1 représente schématiquement une cavitation par poche, composée d'une poche attachée et d'un nuage de bulles généré lors de son oscillation.

D'après le chapitre 5, ce type d'écoulement cavitant est caractérisé par deux paramètres principaux, la longueur de poche maximale  $l$  et la fréquence de lâchers  $f$ . L'échelle spatiale et temporelle de ces paramètres est de l'ordre du mm et de la ms (voir figure 7.1) et la méthode de mesure de ces grandeurs a été expliquée dans le chapitre 5.

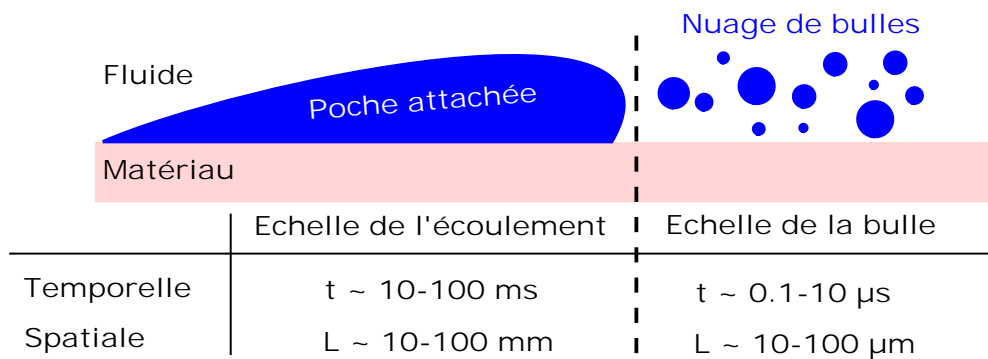


FIGURE 7.1 – Échelles spatiales et temporelles dans un écoulement cavitant.

Le nuage de bulles, voir figure 7.1, est généré par l'oscillation de la poche. D'après les mesures expérimentales de Kato et al. [68], les bulles composant ce nuage sont d'un diamètre de l'ordre de  $10 \mu\text{m}$ . Les collapsus des structures de vapeur créent des ondes de surpression, dont l'amplitude est typiquement d'une centaine de MPa au GPa, impactant le matériau sur une petite surface, de quelques  $\mu\text{m}$ , pendant une durée courte, évaluée entre la dizaine de ns et la  $\mu\text{s}$ .

L'agressivité de l'écoulement est liée à ces ondes de surpressions et si leur amplitude dépasse un certain seuil propre au matériau, il y aura indentation ou érosion. De plus ce phénomène est répétitif, la même zone peut être impactée plusieurs fois pendant la durée de fonctionnement de la machine. Ce phénomène cyclique entraîne un endommagement dû à la fatigue. Pour caractériser un écoulement agressif, il faut tenir compte de l'amplitude des pics de pression, de la surface d'impact et de leur fréquence d'apparition. Néanmoins avec nos mesures, il est impossible d'estimer la surface d'impact. Les analyses d'agressivité de ce chapitre se font uniquement sur l'amplitude des pics et leur fréquence d'apparition.

Ce chapitre explique comment l'agressivité est estimée à partir de nos mesures et de nos simulations numériques et comment elle est influencée par les paramètres hydrodynamiques de l'écoulement, vitesse de l'écoulement  $V$ , incidence  $i$  et nombre de cavitation  $\sigma$ .

Il est important de préciser que toutes ces analyses se font uniquement sur la partie fluide et le coté matériau n'est pas abordé.

## 7.2 Détermination expérimentale de l'agressivité

### 7.2.1 Caractéristiques et origines des pics

Cette section illustre les méthodes utilisées sur le point de fonctionnement suivant : nombre de cavitation :  $\sigma = 1.28$ , vitesse de l'écoulement  $V = 10.0$  m/s et incidence  $i = 6^\circ$ .

Comme expliqué dans la section 6.2.2, il est impossible d'estimer la surface d'impact et par conséquent la pression à l'origine de ce pic. C'est pourquoi, les analyses et les études présentées dans le reste du mémoire se font sur la force  $F$  subie par le capteur, estimée à partir de l'amplitude  $A$  en volt et de la sensibilité réelle du capteur  $s_r$ , obtenue par étalonnage (voir tableau 6.5), définie par :

$$F = \frac{A}{s_r} \quad (7.1)$$

#### 7.2.1.1 Forme des pics

Comme la cavitation génère des structures diverses et variées, les pics en paroi présentent eux aussi cette diversité, la figure 7.2 en montre quelques uns.

Le cas (a) de la figure 7.2 est un pic très puissant mais isolé, sans doute causé par le collapsus d'une structure. Sur le cas (b) de la figure 7.2, deux pics puissants sont visibles, probablement dus aux collapsus de deux structures dans un laps de temps très court. Sur la figure 7.2.(b), les deux ondes de surpression générées par ces deux structures se superposent vers  $5 \mu\text{s}$ . Ces deux premiers cas sont des cas extrêmes et assez rares. Par exemple sur le capteur 7, moins de 4 % des pics ont une amplitude supérieure à 8 N. De plus, ces pics sont isolés et aucun autre pic n'est détecté pendant au moins une quinzaine de microsecondes.

La plupart des pics sont observés dans des situations comme le cas (c), (d) de la figure 7.2. 79 % des pics ont une amplitude comprise entre 1 et 2.5 N pour le capteur 7. Ces pics sont courts avec une durée à mi-hauteur d'environ 1-2  $\mu\text{s}$  et d'amplitude assez proche de notre seuil, choisi à 0.025 V soit 1 N pour être juste au dessus du bruit.

Le cas (e), quant à lui, correspond à des pics d'amplitude assez éloignée du seuil de traitement, comprise entre 2.5 et 5 N représentant 17 % des pics observés sur le capteur 7. Ces pics ont une durée à mi-hauteur bien plus importante de 4-5  $\mu\text{s}$ .

Cependant les cas (c), (d) et (e) par rapport à (a) et (b) de la figure 7.2 présentent la particularité de montrer des groupes de pics sur une durée courte, de l'ordre de 25  $\mu\text{s}$ . Sur le cas (c), six pics sont visibles mais uniquement quatre dépassent le seuil. Sur le cas (d), quatre pics sont visibles dont deux détectés. Sur le cas (e), quatre pics sont repérés.

D'un point de vue physique, ces pics peuvent être dus au collapsus d'un groupe de structures de manière désynchronisée. Mais pour le cas (a) ou (b), ces pics d'amplitude très importante et rares peuvent être dus au collapsus d'une structure de vapeur ou à

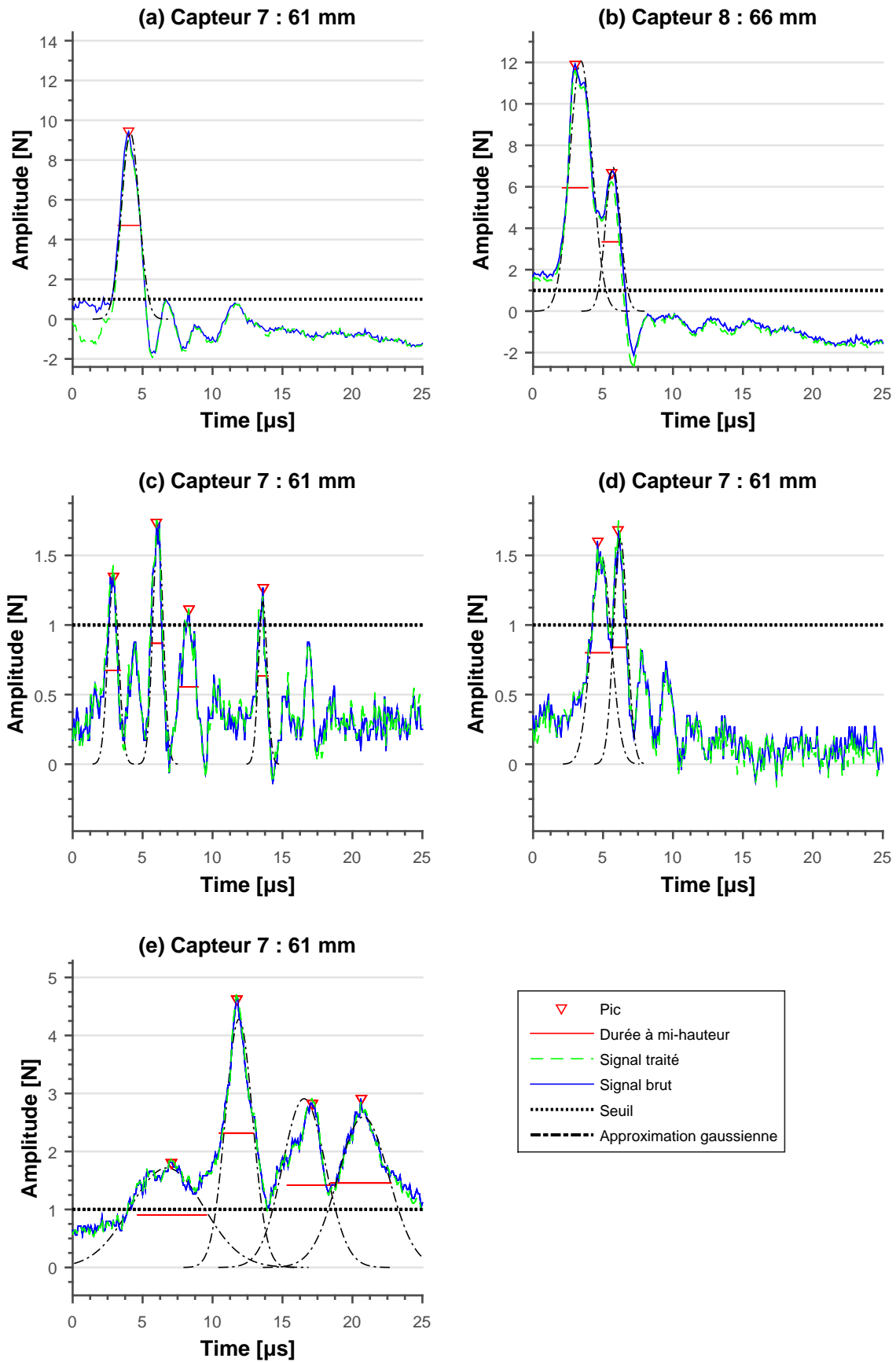


FIGURE 7.2 – Exemples de pics détectés à différents instants sur le capteur 7 (a), (c), (d) et (e) et sur le capteur 8 (b) avec la fonction *findpeaks* de MATLAB™, voir paragraphe 6.9.4 du chapitre 6.

( $\sigma = 1.29$ ,  $V = 10$  m/s et  $i = 6^\circ$ )

la superposition d'ondes de surpression générées par des structures implosant quasi simultanément. Des visualisations sont nécessaires pour confirmer ces propositions.

D'autre part la figure 7.2 permet de vérifier le bon fonctionnement de notre traitement et de la fonction findpeaks définie dans la section 6.9.4 du chapitre 6.

Le signal brut est tracé en trait continu bleu plein et celui traité en trait pointillé vert sur la figure 7.2. Comme attendu, la soustraction de la valeur moyenne du signal affecte très peu la forme des pics. Par conséquent, la fonction findpeaks sur le signal traité détecte bien tous les pics mesurés lors des essais.

Sur l'ensemble des pics de la figure 7.2, la position temporelle, l'amplitude maximale et la largeur du pic à 50 % de la hauteur sont assez bien estimées. Néanmoins, l'estimation est bien meilleure pour (a) et (b) de la figure 7.2 parce que les pics sont plus marqués et qu'il y a plus de points pour décrire l'évolution du pic. D'autre part, tous les pics ont une forme voisine d'une gaussienne.

### 7.2.1.2 Durée des pics

La figure 7.3 montre pour chaque capteur quelle est la répartition des pics selon leur durée à mi hauteur.

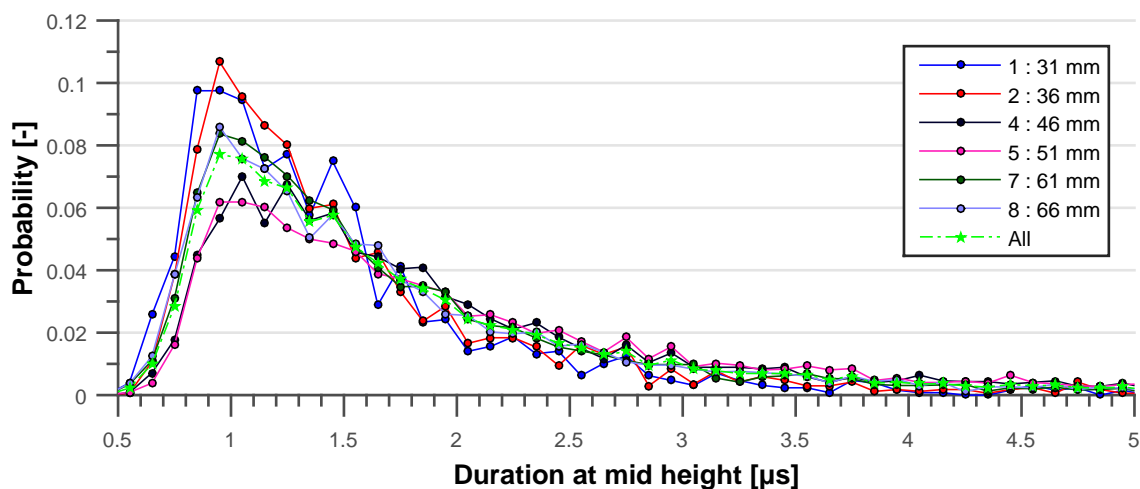


FIGURE 7.3 – Répartition des pics selon leur durée estimée à mi hauteur, pour chaque capteur et les étoiles en vert représentent la répartition sur l'ensemble des capteurs. Les durées d'impact ont été divisées en classes de 0.1 µs de largeur. Pour chaque classe, l'ordonnée représente le nombre de pics dans cette classe rapporté au nombre total de pics.

$$(\sigma = 1.29, V = 10 \text{ m/s et } i = 6^\circ)$$

Tout d'abord, les pics les plus probables sur tous les capteurs sont les pics d'une durée à mi-hauteur d'environ 1 µs avec une probabilité entre 6 % pour le capteur 5 et de 11 % pour le capteur 2. Quel que soit le capteur, la majeure partie des pics a une durée à mi-hauteur comprise entre 0.7 µs et 2.5 µs. Ainsi, la courbe verte regroupant les durées des pics sur tous les capteurs atteint un maximum à 1 µs sur la figure 7.3. L'étalonnage par chute de bille donne des durées d'impact allant de 40 à 100 µs. Bien que pratique et facile à mettre



en œuvre, il n'est peut être pas optimal pour calibrer les capteurs dans la même situation qu'un écoulement cavitant.

Cette observation est valable pour tous les points de fonctionnement, voir figure H.1 de l'annexe H.

Dans l'hypothèse où chaque pic est issu du collapsus d'une bulle, il est possible d'estimer la taille de la bulle à partir de sa durée d'implosion.

En utilisant l'équation de Rayleigh-Plesset et en négligeant les termes de viscosité et de tension superficielle, la durée de l'implosion  $T_i$  d'une structure de taille  $R_0$  s'estime approximativement par :

$$T_i \approx 0.915R_0 \sqrt{\frac{\rho}{p - p_v}} \quad (7.2)$$

avec  $\rho$  la masse volumique de l'eau,  $p$  la pression à l'extérieur de la bulle et  $p_v$  la pression de vapeur saturante de l'eau.

Par conséquent :

$$R_0 \approx \frac{T_i}{0.915} \sqrt{\frac{p - p_v}{\rho}} \quad (7.3)$$

Pour rappel, la définition du nombre de cavitation est :

$$\sigma = \frac{p_\infty - p_v}{\frac{1}{2}\rho V^2} \quad (7.4)$$

D'après les équations 7.3 et 7.4 et en faisant l'hypothèse que  $p$  est égal à  $p_\infty$ , la taille d'une structure peut s'estimer avec :

$$R_0 \approx \frac{V * T_i}{0.915} \sqrt{\frac{\sigma}{2}} \sim V * T_i \approx 10 \text{ } \mu\text{m} \quad (7.5)$$

pour une vitesse de  $V = 10 \text{ m/s}$  et un nombre de cavitation  $\sigma$  proche de 1.

La durée d'implosion est déterminée à mi-hauteur. Ce diamètre est légèrement sous estimé et de l'ordre de la dizaine de  $\mu\text{m}$ . Ces observations concordent avec les résultats de Kato et al. [67, 68], qui ont mesuré par holographie laser une répartition de diamètres dans le nuage de bulles entre 10 et 20  $\mu\text{m}$ .

Il faut noter que cette approche est très simplifiée. La durée de l'implosion de la bulle n'est pas directement égale à la durée à mi-hauteur des pics de pression mesurés par les capteurs. Pour mieux estimer la durée de l'implosion de la bulle et donc son diamètre à partir de nos mesures, il faudrait prendre en compte la quantité de gaz non condensables dans l'eau. Comme cette grandeur ne pouvait pas être mesurée dans le dispositif d'essai, les calculs présentés précédemment ne la prennent pas en compte.

### 7.2.1.3 Distribution temporelle des pics

Une mesure en temps réel des pics permet de voir quand ils ont lieu pendant le cycle d'oscillation et d'en tirer des conclusions sur leurs origines physiques et leurs apparitions.

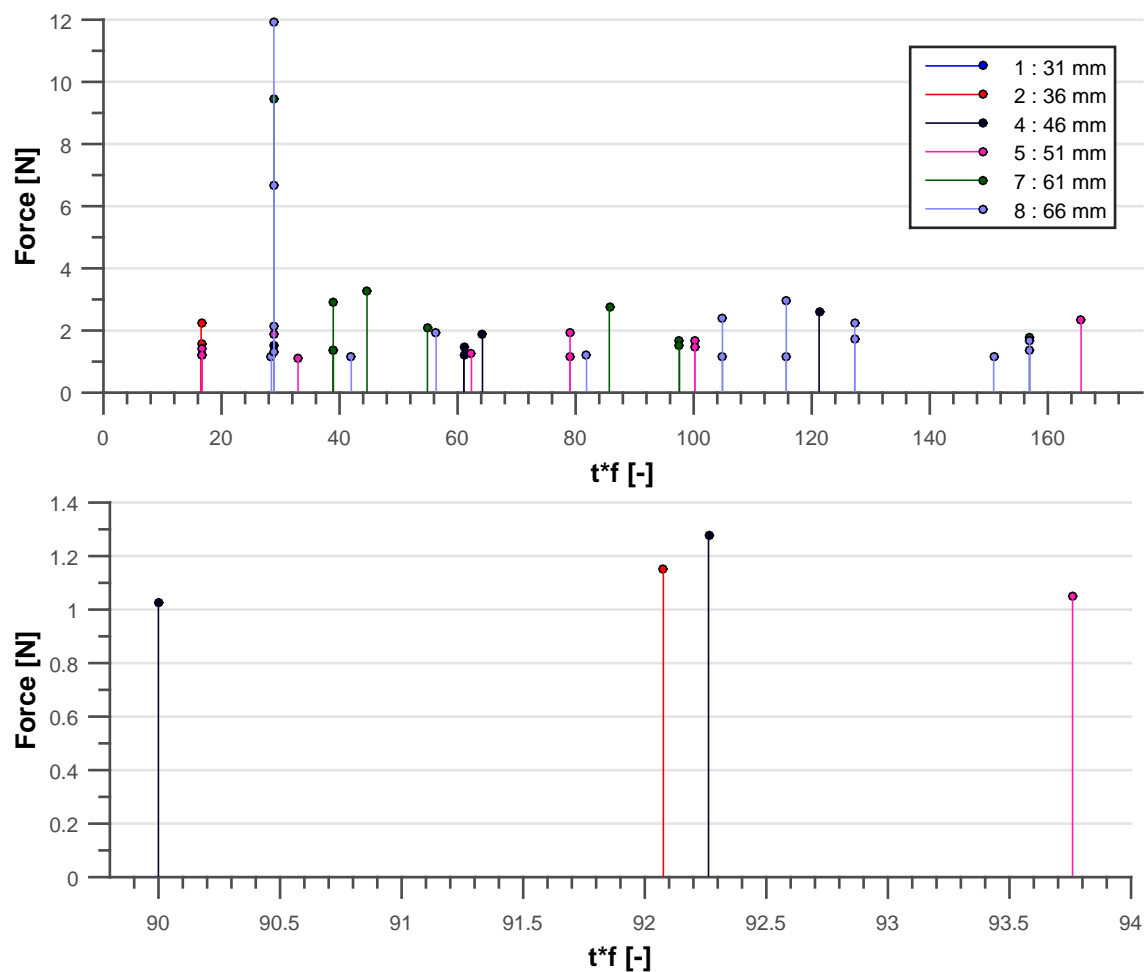


FIGURE 7.4 – Pics observés sur chaque capteur sur un enregistrement sur 170 lâchers (en haut) et entre le lâcher 90 et 94 (en bas) avec  $f$  la fréquence de lâchers.

( $\sigma = 1.29$ ,  $V = 10$  m/s,  $i = 6^\circ$ ,  $f = 53.0$  Hz)

D'après le chapitre 5, les écoulements cavitants par poche sont caractérisés par 2 paramètres, la longueur de poche maximale  $l$  et la fréquence d'oscillation  $f$ . La fréquence correspond au lâcher régulier du nuage de bulles. Ces bulles sont considérées à l'origine de l'érosion. La figure 7.4 a été obtenue en multipliant le temps par la fréquence de lâchers du phénomène.

Premièrement, il n'y a pas un pic par période. Plusieurs périodes peuvent se dérouler sans aucune détection de pics. Deuxièmement, les amplitudes des pics ne sont pas régulières et varient d'un lâcher à un autre. La section 7.2.1.4 explique ces conclusions en se basant sur les vidéos de l'écoulement cavitant.

En observant à la fois un jet cavitant et un film mince d'or avec 2 caméras rapides, Fujisawa et al. [57] notent aussi que le collapsus du nuage à la surface du film d'or n'entraîne pas toujours une indentation.

#### 7.2.1.4 Structures cavitantes à l'origine des pics

Les pics de pression sont créés par le collapsus de structures de vapeur générées par la cavitation par poche. Les figures 7.5, 7.6 et 7.7 montrent quelques extraits de la vidéo de l'écoulement cavitant. Sur ces visualisations, le profil est de couleur noir et dans cette approche qualitative plus la couleur est blanche et plus il y a de structures de vapeur.

La figure 7.5 est un exemple typique de poche structurée et 2D. C'est à dire que la poche attachée se développe de manière identique selon l'envergure du profil comme celle entourée en bleu clair de la figure 7.5.(a) juste avant qu'elle soit détachée par le jet rentrant. Dans ces conditions, le nuage de bulles, entouré en rose dans la figure 7.5.(b), forme un vortex rempli de bulles convecté par l'écoulement. Sur la figure 7.5.(c), une petite partie des bulles composant le nuage a implosé et la majeure partie est convectée en dehors du profil. Le collapsus global du nuage, très érosif d'après de nombreux auteurs [35, 67, 76, 103, 104, 112], a lieu en dehors du profil et en particulier en dehors de la zone instrumentée.

Par contre, dans la figure 7.6.(a), la poche attachée, entourée en bleu clair, est visible uniquement dans la partie inférieure droite du profil. Sur le reste du profil, des filaments de structure de vapeur sont créés en continu. La poche est irrégulière et se développe de manière déstructurée comme Kawanami et al. [70] l'ont observé sur un NACA0015. Lorsque la poche attachée se développe comme sur la figure 7.6.(b) ces filaments de structures de vapeur se regroupent et forment un nuage de bulles, entouré en rose sur la figure 7.6.(b) et (c). Ce nuage de bulles bien plus petit et plus instable que celui généré par une poche 2D, implose en majeure partie au dessus des capteurs 6, 7 et 8, d'après les figures 7.6.(c) et (d).

Enfin au niveau de la fermeture de poche, des structures se détachent parfois de la poche lors de sa croissance. La figure 7.7 montre quelques exemples.

Dans la figure 7.7.(a), il faut distinguer le centre de la poche transparent des extrémités plus blanchâtres, délimitées par un trait fin blanc sur la figure 7.7.(a). Ces zones blanchâtres

gènèrent des filaments de vapeur, qui convergent pour former un nuage de bulles, encadré en rose, à cause de la forme arrondie de la zone de fermeture de poche, représenté avec une ligne à traits discontinus blanche. Ce nuage collapse en partie sur les capteurs 5, 6, 7 et 8.

Quand la poche est plus instable et diphasique, c'est à dire plus blanche comme sur la figure 7.7.(b) et (c), plus de structures de vapeur sont susceptibles d'être générées pendant sa croissance. En particulier sur la figure 7.7.(b), deux structures de type "fer à cheval" sont observables, entourées en rose. Ces structures sont petites et collapent entre les capteurs 5 et 8 d'après la figure 7.7.(b.2). Dans la figure 7.7.(c.1), une grosse structure de vapeur se détache du nuage, entourée en rose. Cette structure collapse complètement sur les capteurs 4, 5 et 6.

Ainsi, ces observations font ressortir la complexité d'un écoulement par poche et expliquent l'origine des pics de pression mesurés par les capteurs. Comme attendu, un nuage de bulles est détaché de manière périodique. Mais parfois, l'évolution de la poche attachée est plus déstructurée, comme sur la figure 7.6. Le nuage de bulles est donc plus instable et collapse avant la fin du profil, voir figure 7.6. D'après les vidéos rapides, il y a alternance de nuages structurés 2D stables (voir figure 7.5), qui collapent en dehors du profil et de nuages déstructurées instables (voir figure 7.6), qui collapent plus en amont et sur la zone instrumentée et ces collapsus sont donc mesurés par nos capteurs. Il est donc normal de ne pas mesurer un pic de pression par lâcher, voir figure 7.4. Dans les deux cas, dans la zone de fermeture de poche des petites structures sont lâchées de temps en temps et collapent à la surface du profil.

Cette analyse est visuelle, pour vérifier ces affirmations il faudrait synchroniser la vidéo avec les capteurs. Cela permettrait de savoir, quelles structures cavitantes sont à l'origine des pics, le collapsus global du nuage de bulles ou celui des petites structures générées dans la zone de fermeture de poche, ou les deux. Des vidéos ont été prises avec les mesures des capteurs, elles ne sont pas synchronisées. Le retard entre les deux n'a pas pu être estimé à posteriori. Par manque de temps, d'autres essais n'ont pas pu être effectués.

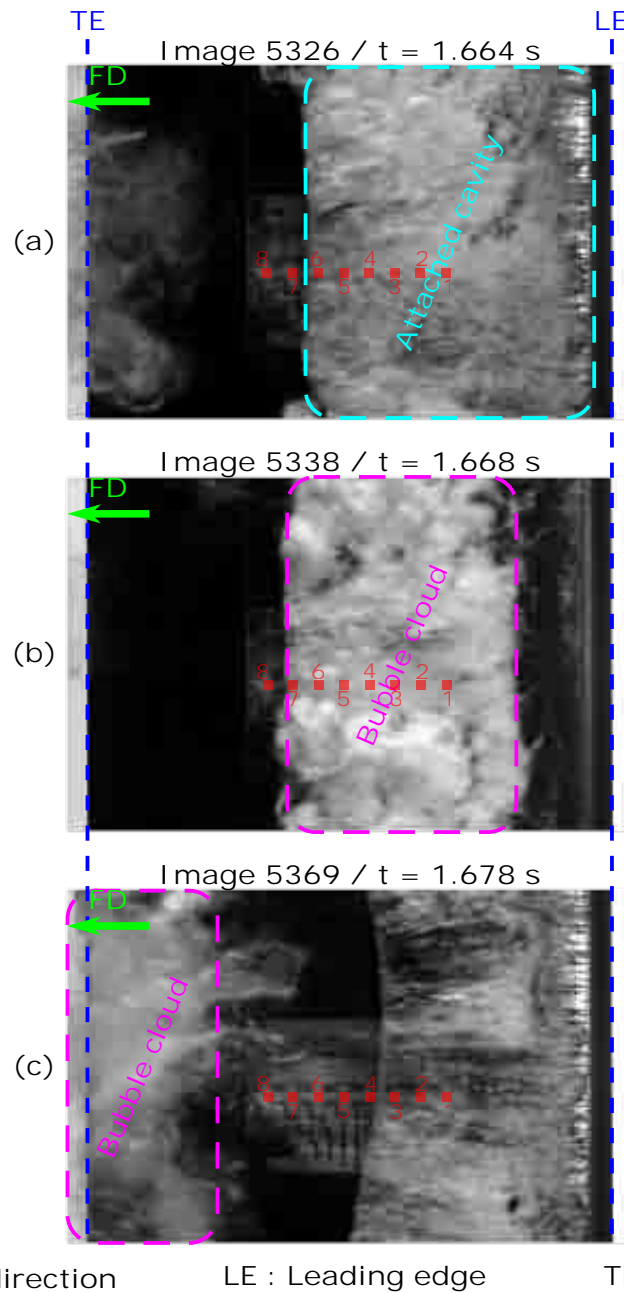


FIGURE 7.5 – Observations de l'écoulement cavitant à différents instants pour une poche structurée et 2D. (a) Poche attachée (entourée en bleu clair) juste avant détachement par le jet rentrant. (b) Nuage de bulles (entouré en rose) après détachement de la poche attachée (c) Nuage de bulles (entouré en rose) convecté par l'écoulement.

( $\sigma = 1.29$ ,  $V = 10$  m/s,  $i = 6^\circ$ ,  $f = 53$  Hz)

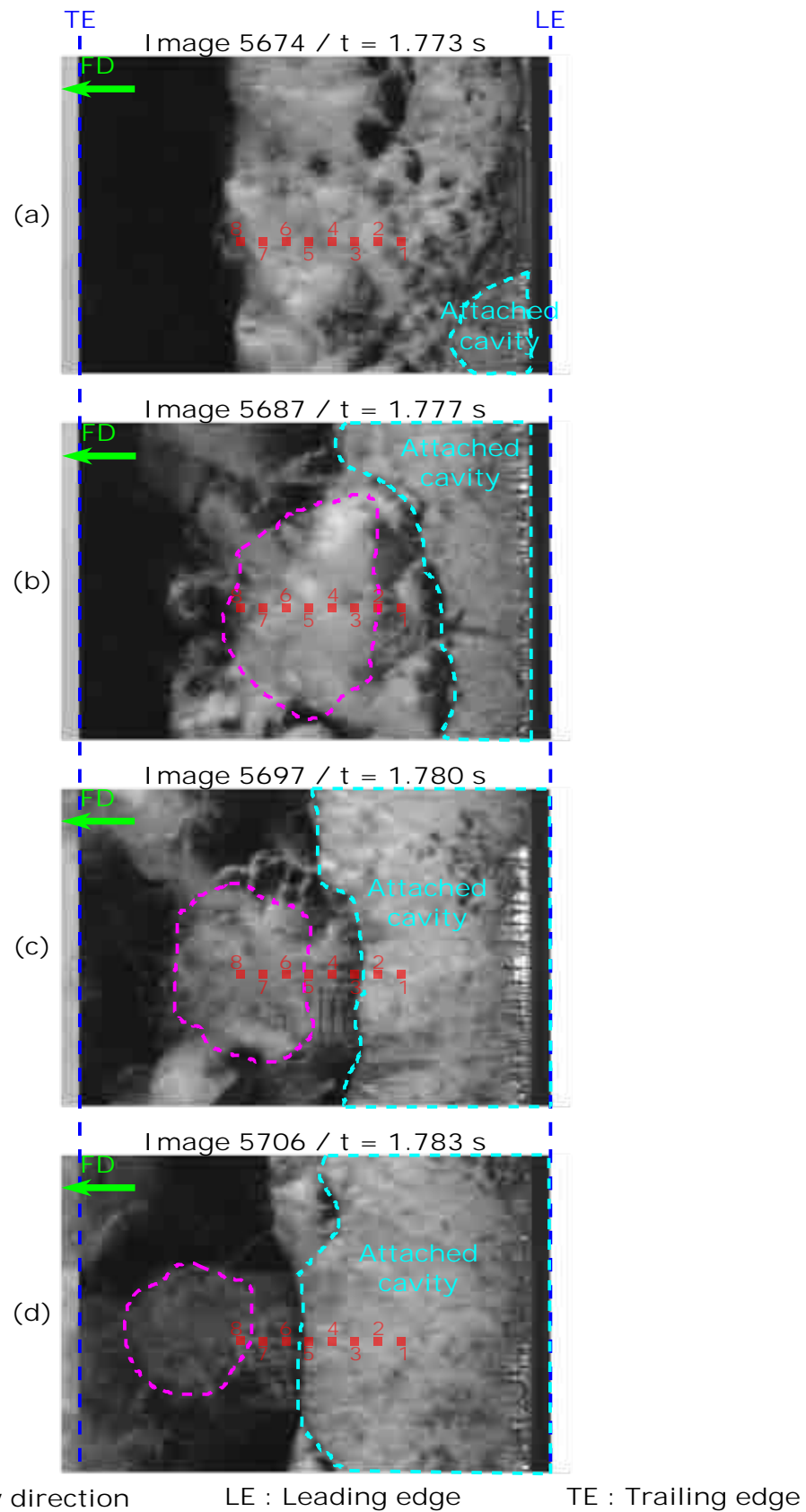


FIGURE 7.6 – Observations de l'écoulement cavitant à différents instants pour une poche déstructurée et 3D.

( $\sigma = 1.29$ ,  $V = 10$  m/s,  $i = 6^\circ$ ,  $f = 53$  Hz)

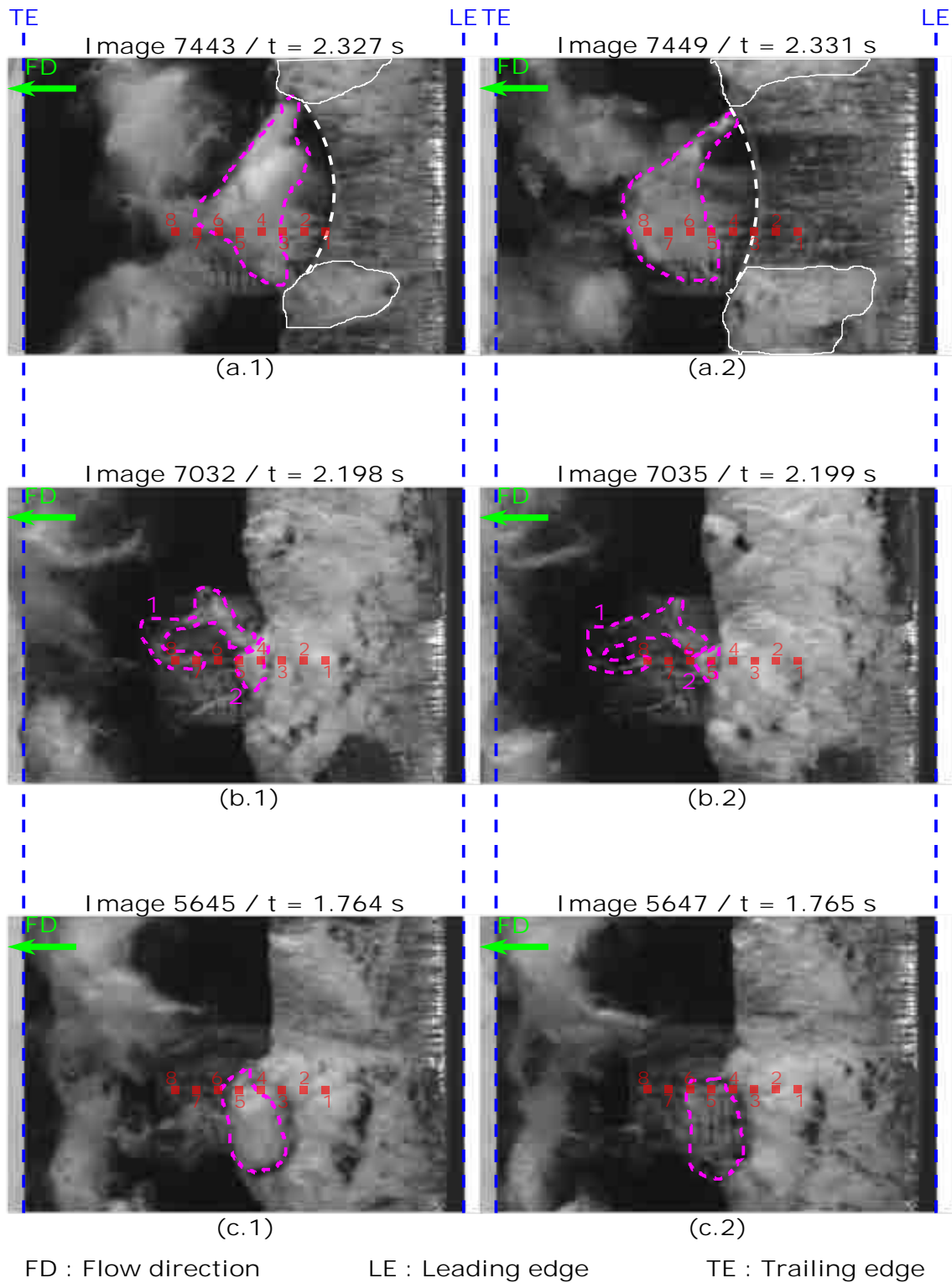


FIGURE 7.7 – Observations des structures générées au niveau de la zone de fermeture.

( $\sigma = 1.29, V = 10 \text{ m/s}, i = 6^\circ, f = 53 \text{ Hz}$ )

## 7.2.2 Définition de l'agressivité expérimentale

L'objectif de cette section est de proposer une méthode pour définir expérimentalement l'agressivité due à un écoulement cavitant. Elle explique pour un point de fonctionnement, quels sont les traitements possibles à partir des mesures des capteurs.

### 7.2.2.1 Histogrammes d'agressivité

Pour caractériser l'agressivité hydrodynamique d'un écoulement cavitant et voir à la fois la distribution en amplitude et fréquence des pics, il est classique de tracer des histogrammes cumulés de la fréquence des pics  $\dot{N}$  en fonction de l'amplitude  $F$ , comme sur la figure 7.8. Chaque point de l'histogramme cumulé  $\dot{N}$  correspond à la fréquence des pics de force supérieure à un seuil  $F$ , calculée selon l'équation :

$$\dot{N}(F) = \frac{N(F)}{T} \quad (7.6)$$

avec  $T$  la durée de l'essai.

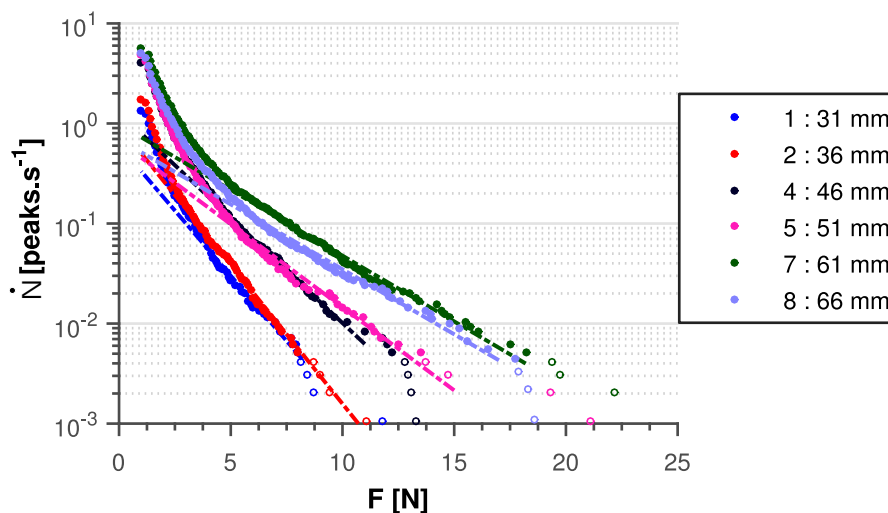


FIGURE 7.8 – Histogrammes cumulés de la fréquence des pics  $\dot{N}$  en fonction de la force  $F$  pour les différents capteurs. Les traits en pointillé représentent les approximations exponentielles. Les points non remplis sont de probabilités très faibles et ont été observés moins de 4 fois pendant la durée de l'essai ( $\sim 990$  s).

$$(\sigma = 1.29, V = 10 \text{ m/s et } i = 6^\circ)$$

Tout d'abord, les histogrammes de la figure 7.8 ont la même allure pour tous les capteurs : la fréquence des pics  $\dot{N}$  diminue avec la force  $F$  et, au delà d'un seuil, ils suivent approximativement une droite. Comme l'échelle verticale est logarithmique, c'est une fonction exponentielle.

Les capteurs 1 et 2 sont les plus éloignés de la zone de fermeture de la poche, les deux histogrammes cumulés sont très proches. D'autre part, les histogrammes des capteurs 4 (46 mm), 5 (51 mm), 7 ( $x/c = 0.61$ ) et 8 (66 mm), plus proches de la zone de fermeture



( $l \sim 60$  mm) sont semblables jusqu'à environ 3 N. Ensuite, ils s'écartent et il y a quasiment 2 fois plus de pics pour les capteurs 7 (61 mm) et 8 (66 mm) que pour 4 (46 mm) et 5 (51 mm). Les capteurs 7 (61 mm) et 8 (66 mm), situés dans la zone de fermeture, mesurent des forces bien plus importantes que les autres capteurs, par exemple entre le capteur 1 (31 mm) et 7 (61 mm) la force maximale mesurée est multipliée par 2.

La zone de forte amplitude suit approximativement une fonction exponentielle définie par :

$$\dot{N}(F) = \dot{N}^* \cdot e^{\left(-\frac{F}{F^*}\right)} \quad (7.7)$$

Pour chaque capteur, cette droite est tracée en pointillé sur la figure 7.8. A partir des valeurs de  $\dot{N}^*$  et  $F^*$ , il est possible de rassembler les histogrammes selon une seule et même courbe. Par exemple, sur la figure 7.9, tous les histogrammes adimensionnés par  $\dot{N}^*$  et  $F^*$  ont été tracés.  $F^*$  est la valeur moyenne de la force  $F$  (comme définie dans l'équation 7.9) pour un seuil  $F = 0$  dans le cas d'une loi exponentielle.

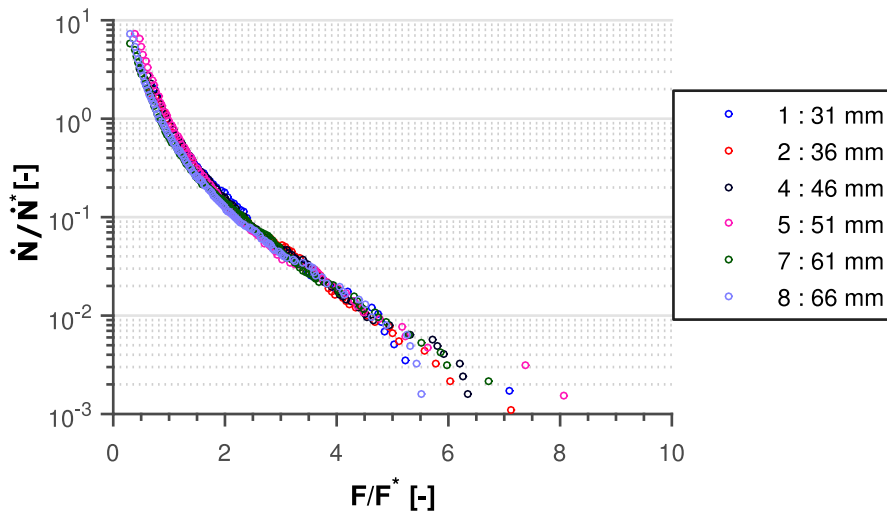


FIGURE 7.9 – Histogrammes cumulés de la fréquence des pics  $\dot{N}$  en fonction de la force  $F$  adimensionnés par  $\dot{N}^*$  et  $F^*$ .  
( $\sigma = 1.29$ ,  $V = 10$  m/s et  $i = 6^\circ$ )

TABLEAU 7.1 – Grandeurs caractéristiques déterminées par approximation exponentielle sur chaque capteur.

Capteur	Unités	1	2	3	4	5	6	7	8
Position	mm	31	36	41	46	51	56	61	66
$\dot{N}^*$	peaks.s <sup>-1</sup>	0.60	0.95	-	1.80	0.44	-	1.06	0.67
$F^*$	N	1.67	1.56	-	1.89	2.93	-	3.25	3.37

Comme attendu, la transposition est très bonne pour les points de l'histogramme cumulé avec une force adimensionnelle comprise entre 2 et 4.5. C'est la zone de la figure 7.8 où chaque histogramme suit une évolution linéaire. Pour les pics de faible amplitude

les écarts sont plus importants mais l'accord reste satisfaisant. Il est donc possible pour ce point de fonctionnement de décrire les histogrammes d'agressivité sur chaque capteur avec ces deux seuls paramètres caractéristiques  $\dot{N}^*$  et  $F^*$  une fois que la forme des histogrammes est connue. Si cette forme est définie par la fonction adimensionnelle  $\phi$  tracée figure 7.9, les histogrammes dimensionnels sont donnés par l'équation suivante :

$$\dot{N} = \dot{N}^* \cdot \phi(F/F^*) \quad (7.8)$$

Cependant, pour d'autres points de fonctionnement, la zone linéaire n'est pas aussi marquée pour tous les capteurs. Elle peut être difficile à définir et dans ces conditions, la détermination des coefficient  $\dot{N}^*$  et  $F^*$  est peu précise. La prise en compte de quelques points en plus ou en moins pour l'interpolation change drastiquement la valeur de  $\dot{N}^*$  et dans une moindre mesure  $F^*$ . Ce sont les histogrammes mesurés dans la zone de fermeture de poche qui donnent une zone linéaire bien marquée. Pour ces raisons, les analyses d'influence des paramètres hydrodynamiques sur  $F^*$  et  $\dot{N}^*$  se font uniquement sur les capteurs situés dans la zone de fermeture de poche, comme par exemple le capteur 7 sur la figure 7.8.

### 7.2.2.2 Moyenne/Fréquence des pics

Une analyse le long de la corde peut se faire sur 2 grandeurs globales calculées en prenant en compte tous les pics d'amplitude  $F$  supérieure à une force  $F'$  sur chaque capteur, la fréquence des pics  $\dot{N}$  (voir équation 7.6) et l'amplitude moyenne  $\bar{F}$  de la force définie par :

$$\bar{F}(F') = \frac{1}{\dot{N}(F')} \int_{F'}^{\infty} F \left( -\frac{d\dot{N}}{dF} \right) dF \quad (7.9)$$

Les figures 7.10 et 7.11 montrent l'évolution de  $\bar{F}$  et  $\dot{N}$  le long de la corde pour différents seuils. Un seuil faible peut correspondre à un matériau mou, un seuil élevé à un matériau plus dur.

Pour le seuil minimum de 1 N (fixé pour filtrer le bruit, voir paragraphe 6.9.3 du chapitre 6), la force moyenne  $\bar{F}$  (tracée en bleu sur la figure 7.10) est quasiment constante le long du profil, comprise entre 1.85 et 2.2 N avec un léger maximum sur le capteur 7 ( $x/c = 0.61$ ). Ce maximum n'est pas autant marqué que pour la fréquence des pics, figure 7.11. En augmentant le seuil, la force moyenne  $\bar{F}$  augmente mais reste du même ordre de grandeur sur tous les capteurs. Cette distribution plate de la force moyenne  $\bar{F}$  est due à la répartition des pics, visible sur les histogrammes de la figure 7.8. Les pics les plus faibles sont prépondérants par rapport à ceux de hautes amplitudes. Par conséquent, cette grandeur est une moyenne des pics de faibles amplitudes et ceux de forte amplitude, beaucoup plus rares, ne l'augmentent que très peu.

La figure 7.11 montre la fréquence des pics  $\dot{N}$  en fonction de la position  $x/c$ . Il est clairement visible que la fréquence des pics  $\dot{N}$  n'est pas la même sur tous les points du profil et ce quel que soit le seuil.

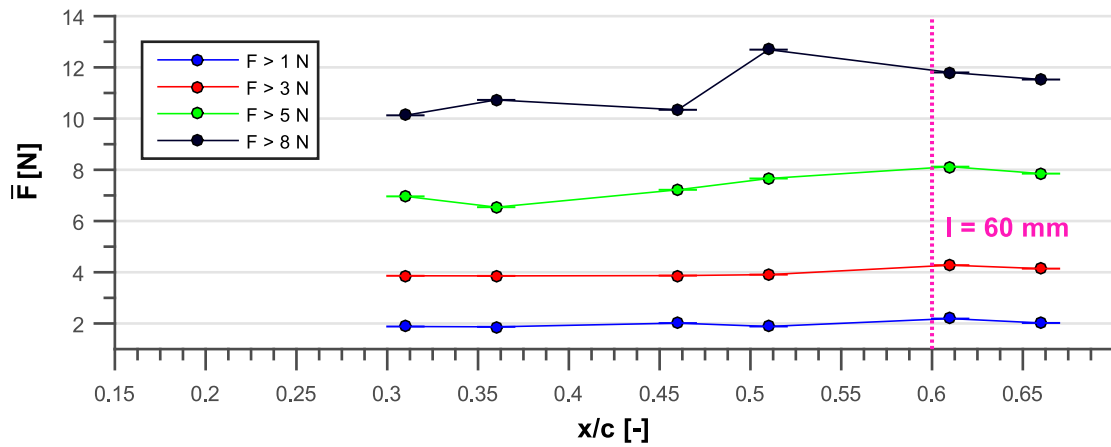


FIGURE 7.10 – Force moyenne  $\bar{F}$  en fonction de la corde  $x/c$  pour différents seuils. La ligne rose correspond à la longueur de poche  $l$ .  
 ( $\sigma = 1.29$ ,  $V = 10$  m/s et  $i = 6^\circ$ )

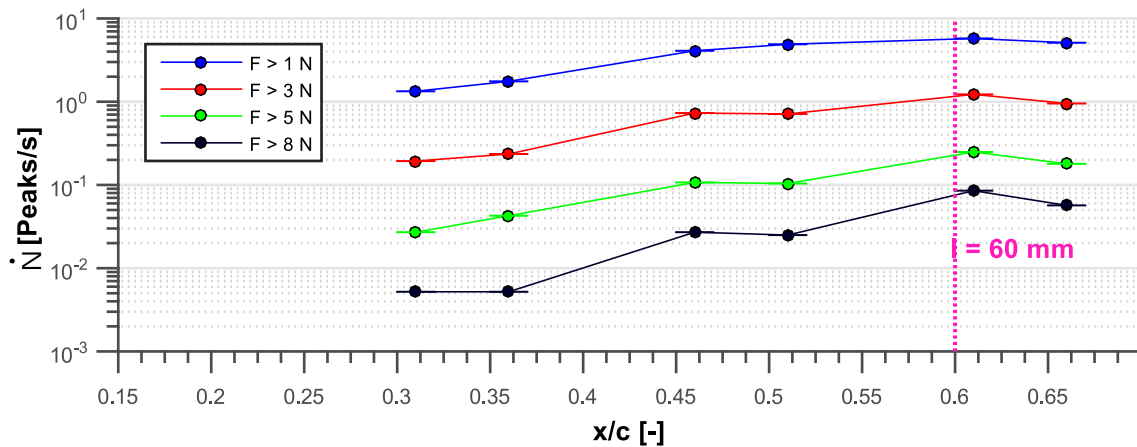


FIGURE 7.11 – Fréquence des pics  $\dot{N}$  en fonction de la corde  $x/c$  pour différents seuils. La ligne rose correspond à la longueur de poche  $l$ .  
 ( $\sigma = 1.29$ ,  $V = 10$  m/s et  $i = 6^\circ$ )

Pour le seuil minimum, en bleu sur la figure 7.11, la fréquence des pics est maximale sur le capteur 7 ( $x/c = 0.61$ ) et permet de localiser une zone sur le profil où les pics sont plus fréquents, ici entre 40 mm et 65 mm.

En augmentant le seuil, les pics sont moins fréquents et par conséquent la fréquence des pics  $\dot{N}$  est plus faible sur tous les capteurs. Pour un seuil de 3 N ou 5 N, le maximum est légèrement plus marqué au niveau du capteur 7 ( $x/c = 0.61$ ), l'écart se creuse entre le capteur 5 ( $x/c = 0.51$ ) et le 7 ( $x/c = 0.61$ ). Avec le seuil le plus élevé, 8 N, il ressort bien que les pics d'amplitudes plus importantes sont détectés sur les capteurs 7 ( $x/c = 0.61$ ) et 8 ( $x/c = 0.66$ ), alors qu'il n'y en a que très peu sur les capteurs 1 ( $x/c = 0.31$ ) et 2 ( $x/c = 0.36$ ). Par des essais de pitting dans un venturi dans une boucle à mercure, Franc et al. [50] ont aussi observé que les plus grosses indentations se situent au niveau de la fermeture de poche.

D'une part, cette formulation de la moyenne de la force  $\bar{F}$  ne prend pas en compte la fréquence des événements et ne permet pas de faire ressortir clairement une zone sur laquelle le profil est fortement sollicité. D'autre part, même si l'évolution de la fréquence des pics  $\dot{N}$  le long de la corde permet de localiser une zone fortement sollicitée, elle ne caractérise pas complètement l'agressivité de l'écoulement cavitant, étant donné que l'amplitude  $F$  ou la durée à mi-hauteur ne sont pas prises en compte dans son calcul.

### 7.2.3 Influence de la longueur de poche sur l'agressivité

Pour un écoulement cavitant, le nombre de cavitation et l'incidence sont des paramètres primordiaux étant donné qu'ils imposent le type de cavitation et son comportement, voir figure 5.1 du chapitre 5. Si le nombre de cavitation et l'incidence changent, le comportement de la poche (longueur de poche  $l$ , fréquence d'oscillation  $f$ ) n'est plus le même.

Cette partie se concentre sur l'impact de la longueur de poche sur la position et la largeur de la zone la plus agressive. Enfin, une dernière partie se focalise sur l'origine de cette zone plus agressive à partir des diagrammes spatio-temporels du niveau moyen de gris  $gl$  et des visualisations par caméras rapides.

#### 7.2.3.1 Localisation du maximum d'agressivité

La figure 7.12 regroupe la fréquence des pics  $\dot{N}$  en fonction de la position  $x/c$  sur le profil pour trois points de fonctionnement. La vitesse est pratiquement constante et égale à 10 m/s pour ces trois points de fonctionnement, et seuls le nombre de cavitation et/ou l'incidence varient, induisant ainsi une variation de longueur de poche à vitesse constante. Pour chaque point, la longueur de poche est tracée en pointillé. Elle est de  $l = 60$  mm pour  $\sigma = 1.28$  et  $i = 6^\circ$ , de  $l = 45$  mm pour  $\sigma = 1.46$  et  $i = 6^\circ$  et de  $l = 56$  mm pour  $\sigma = 1.14$  et  $i = 4^\circ$ .

Comme attendu et déjà observé par de nombreux auteurs [27, 30, 49, 59, 80, 130], la fréquence des pics est maximale au niveau de la fermeture de poche, dont la position

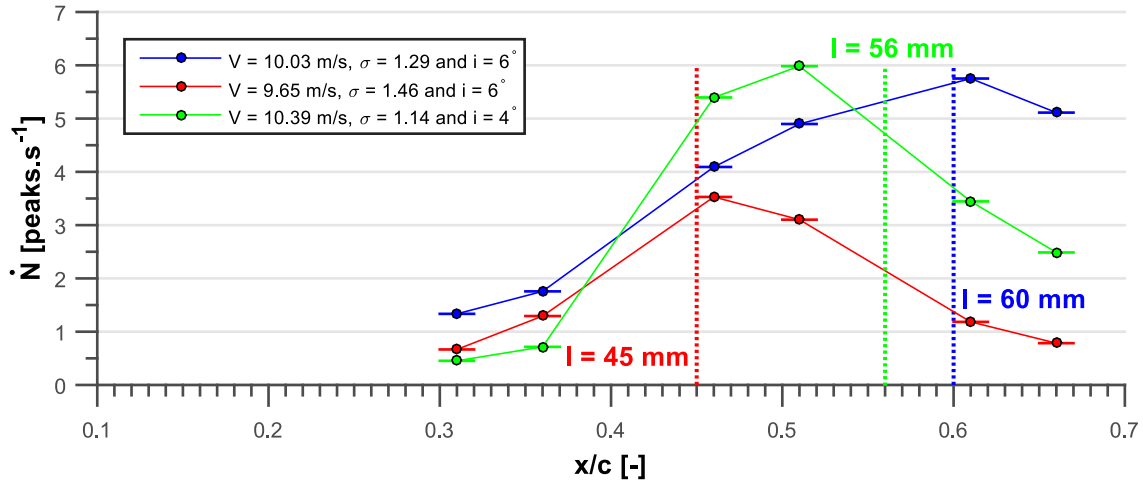


FIGURE 7.12 – Fréquence des pics  $\dot{N}$  en fonction de la position  $x/c$  sur le profil pour un seuil de  $F^l \geq 1$  et trois points de fonctionnement,  $V = 10.02$  m/s,  $\sigma = 1.28$  et  $i = 6^\circ$  en bleu,  $V = 9.65$  m/s,  $\sigma = 1.46$  et  $i = 6^\circ$  en rouge,  $V = 10.39$  m/s,  $\sigma = 1.14$  et  $i = 4^\circ$  en vert.

dépend directement du nombre de cavitation et de l'incidence. Par un modèle simple et quasi-statique Franc et al. [50] expliquent qu'il y a un point d'arrêt au niveau de la fermeture de la poche. Après ce point d'arrêt, la pression augmente et les structures de vapeur collapsent.

La fréquence des pics  $\dot{N}$  augmente drastiquement dans la région située entre le capteur 2 (36 mm) et 4 (46 mm) pour les trois points de fonctionnement.

Ainsi l'agressivité est maximale pour les trois points de fonctionnement au niveau de la fermeture de poche.

### 7.2.3.2 Largeur de la zone plus agressive

Par la suite, la zone plus agressive est définie arbitrairement comme étant localisée où la fréquence des pics  $\dot{N}$  est au moins 2 fois plus grande que celle mesurée par le capteur 1 (31 mm). Elle est estimée à partir de la figure 7.12 et reportée dans le tableau 7.2.

TABLEAU 7.2 – Largeur de la zone la plus agressive ( $\Delta A$ ) expérimentale, définie comme étant la zone pour laquelle la fréquence des pics  $\dot{N}$  est au moins deux fois plus grande que celle mesurée sur le capteur 1 (31 mm).

$i$ °	$V$ m/s	$\sigma$ -	$l$ mm	$f$ Hz	Zone agressive ( $\Delta A$ ) mm	$\Delta A/l$ %
6	10.03	1.29	60 ± 5	53.0	80 – 40 ~ 40	~ 67
6	9.65	1.46	45 ± 5	79.4	61 – 36 = 25	56
4	10.40	1.13	56 ± 5	76.4	72 – 38 ~ 34	~ 61

Pour une vitesse de  $V = 10.03$  m/s, un nombre de cavitation  $\sigma = 1.29$  et une incidence de  $i = 6^\circ$  (tracée en bleu sur la figure 7.12), la zone plus agressive  $\Delta A$  débute vers  $x/c \sim 0.40$

et devrait se finir vers  $x/c \sim 0.80$ , si elle était centrée autour de la longueur de poche.

Pour une vitesse de  $V = 9.65$  m/s, un nombre de cavitation  $\sigma = 1.46$  et une incidence de  $i = 6^\circ$  (tracée en rouge sur la figure 7.12), la zone plus agressive  $\Delta A$  se situe entre le capteur 2 (36 mm) et le capteur 7 (61 mm) et est centrée autour de la longueur de poche  $l$ .

Pour une vitesse de  $V = 10.39$  m/s, un nombre de cavitation  $\sigma = 1.14$  et une incidence de  $i = 4^\circ$  (tracée en rouge sur la figure 7.12), la zone plus agressive  $\Delta A$  s'étend entre  $x/c \sim 0.38$  et  $0.72$ , si elle était centrée autour de la longueur de poche.

Ainsi, une longueur de poche  $l$  plus grande entraîne une zone plus agressive  $\Delta A$  plus large. Cette largeur semble directement liée à la longueur de poche  $l$ . Si la distribution est symétrique autour de la longueur de poche, comme le laisse supposer le cas,  $V = 9.65$  m/s,  $\sigma = 1.46$  et  $i = 6^\circ$  (tracé en rouge sur la figure 7.12), et les mesures de marquage de Dular et al. [35] ou de Couty [27], elle est large d'environ 60% de la longueur de poche  $l$ , voir tableau 7.2. Pour le vérifier, il faudrait instrumenter le profil sur une plus grande longueur.

### 7.2.3.3 Origine de la zone la plus agressive

Il est possible d'expliquer qualitativement, pourquoi la zone la plus agressive se situe en fermeture de poche et a une largeur dépendant de la longueur de poche. Cette explication se base sur une analyse du comportement de la poche avec les diagrammes spatio-temporels (voir chapitre 5) et les vidéos obtenus par caméra rapide.

Sur la figure 7.13, les diagrammes spatio-temporels ont été tracés au centre pour trois points de fonctionnement analogues en nombre de cavitation  $\sigma$  et en incidence  $i$  à ceux associés aux mesures de la figure 7.12. La vitesse est différente, mais d'après le chapitre 5, son influence est négligeable sur la longueur de poche.

Des extraits des vidéos rapides sont montrés, à gauche en rouge pour  $t * f = 0.9$  (avant que le nuage soit détaché) et à droite en bleu pour  $t * f = 1.5$  (quand le nuage a été en partie convecté par l'écoulement).  $f$  est la fréquence de lâchers. Les pointillés roses sur les diagrammes spatio-temporels indiquent qualitativement le contour de la poche attachée et du nuage de bulles. La droite en tirets verts clairs indique la longueur de poche maximale. Sur les photos et les diagrammes spatio-temporels du niveau de gris, plus la couleur est blanche et plus cela signifie qu'il y a des structures de vapeur.

Il est communément admis que l'agressivité d'un écoulement par poche est liée au nuage de bulles généré lors de son oscillation. Sur la figure 7.13, à  $t * f = 0.9$  le nuage de bulles est quasiment aussi long que la longueur de poche (flèche rouge sur la figure 7.13), puisque cet instant correspond précisément à l'instant du cycle où la poche se détache du profil. Au cours du temps sa longueur diminue : lors de son mouvement vers l'aval, sa section droite passe d'une forme allongée à une forme quasi circulaire et a tendance à imploser à l'aval. Elle est quasiment divisée par deux pour  $t * f = 1.5$  (flèche bleue sur la figure 7.13) à cause du changement de forme et de l'implosion d'une partie des structures de vapeur.

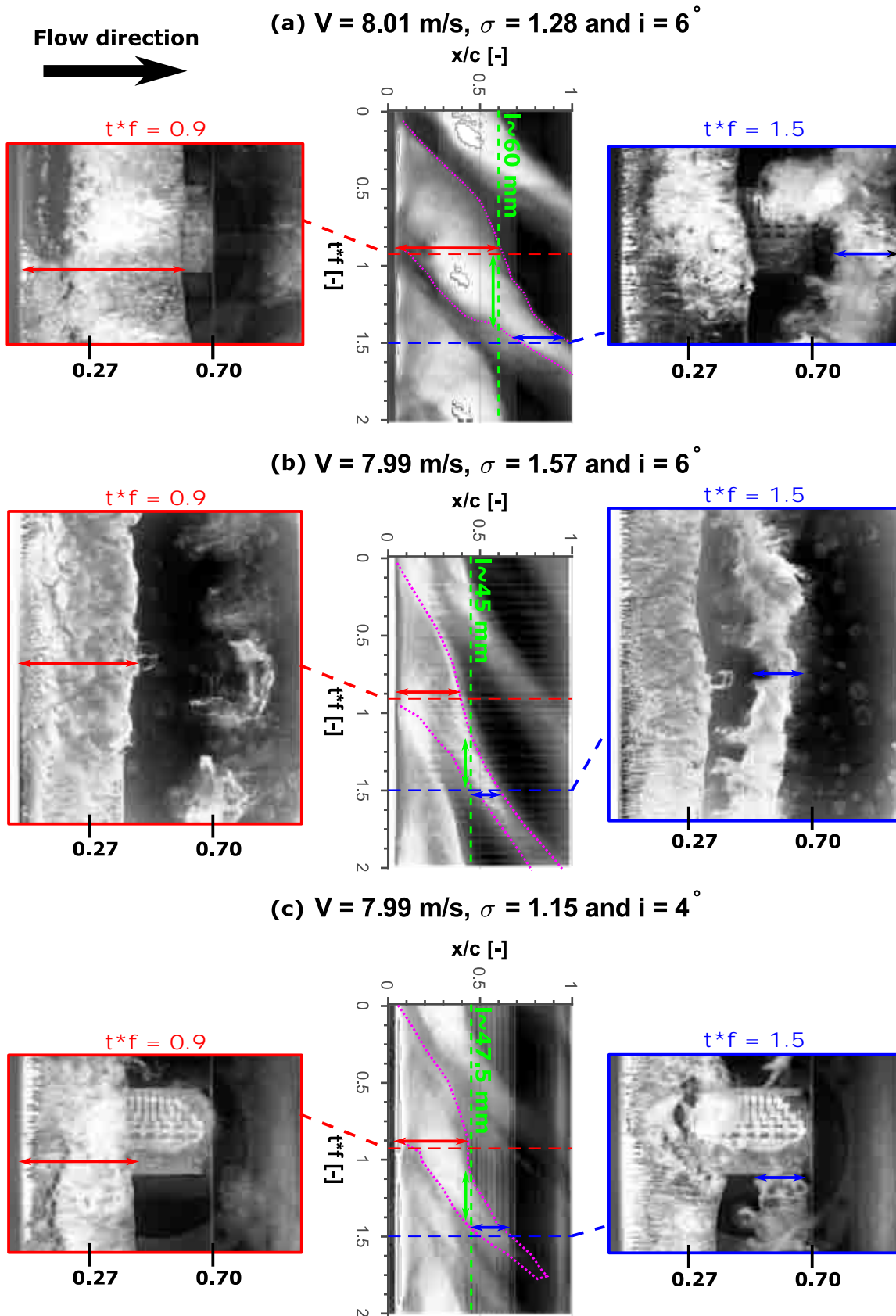


FIGURE 7.13 – Comportement global du nuage de bulles pour des points de fonctionnement différents, (a)  $V = 8.01 \text{ m/s}$ ,  $\sigma = 1.28$  et  $i = 6^\circ$ , (b)  $V = 7.99 \text{ m/s}$ ,  $\sigma = 1.57$  et  $i = 6^\circ$ , (c)  $V = 7.99 \text{ m/s}$ ,  $\sigma = 1.15$  et  $i = 4^\circ$  en vert.  $f$  est la fréquence de lâchers.

De plus, au niveau de la fermeture de poche (indiquée par les tirets verts), le temps de séjour du nuage de vapeur est le plus long, cette durée correspond à la flèche verte sur la figure 7.13. C'est à dire que c'est la zone du profil sur laquelle il y a le plus longtemps des structures de vapeur susceptibles d'imploser, d'où le maximum visible sur les figures 7.14 et 7.16 à la fermeture de poche.

Ainsi, pour un nombre de cavitation de  $\sigma = 1.28$  et une incidence de  $i = 6^\circ$ , le nuage de bulles est convecté jusqu'à la fin du profil. Lorsqu'il est détaché, le nuage est large d'environ 60% de la corde (flèche rouge sur la figure 7.13.(a)). A  $t * f = 1.5$ , le nuage est encore assez large d'environ 20% de la corde (voir flèche bleue sur la figure 7.13) et se situe à 80% de la corde. C'est pour ces raisons que la zone d'agressivité, déterminée dans la figure 7.12, est très large, débute à 40% de la corde et semble s'étendre jusqu'à 80% de la corde.

La longueur de poche  $l$  est à peu près de  $l \sim 46$  mm pour les deux autres cas (b) et (c), pour respectivement un nombre de cavitation de  $\sigma = 1.57$  et  $1.15$  et une incidence de  $i = 6^\circ$  et  $4^\circ$ . Le nuage est moins large lorsqu'il est détaché, d'environ  $\sim 45\%$  de la corde, voir flèche rouge sur la figure 7.13.(b) et (c). A  $t * f = 1.5$  la majeure partie du nuage a déjà implosé (voir flèche bleue sur la figure 7.13.(b) et (c)) et il se situe uniquement à 55% de la corde environ.

Pour  $\sigma = 1.57$  et  $i = 6^\circ$ , quelques structures sont convectées jusqu'à la fin du profil alors que pour  $\sigma = 1.15$  et  $i = 4^\circ$  il n'y a plus de structures au delà de 70%. Cette différence provient du fait qu'une poche de même longueur  $l$  à une incidence de  $6^\circ$  est plus épaisse qu'à  $4^\circ$ , comme vu par Le et al. [79] pour un profil plano-convexe ou par Farhat et al. [39] avec un NACA009. Par conséquent le nuage de bulles est plus volumineux et a une durée de vie légèrement plus longue.

En conclusion, comme la longueur de poche  $l$  impose la taille du nuage de bulles, la zone la plus agressive est directement liée à cette longueur comme vu sur la figure 7.12.

## 7.2.4 Influence de la vitesse sur l'agressivité

### 7.2.4.1 Fréquence globale des pics selon la corde

La figure 7.14 montre la fréquence des pics sur chaque capteur, pour des vitesses allant de 7 m/s à 10 m/s, un nombre de cavitation  $\sigma \sim 1.3$  et une incidence fixée à  $i = 6^\circ$ .

Pour toutes les vitesses, l'évolution est la même. Premièrement, la fréquence des pics  $\dot{N}$  est très faible sur les capteurs 1 ( $x/c = 31$ ) et 2 ( $x/c = 36$ ) et deux fois plus importante entre les capteurs 4 ( $x/c = 46$ ) et 8 ( $x/c = 66$ ). La zone la plus agressive se situe donc au moins entre 44 et 66 mm et est la même quelle que soit la vitesse avec un maximum quasiment au niveau du capteur 7 (61 mm). Cette observation est en accord avec le fait que la zone la plus agressive est localisée autour de la fermeture de poche, ici  $l \sim 60$  mm. D'autant plus que, comme remarqué dans le chapitre 5, cette longueur de poche n'est pas ou peu



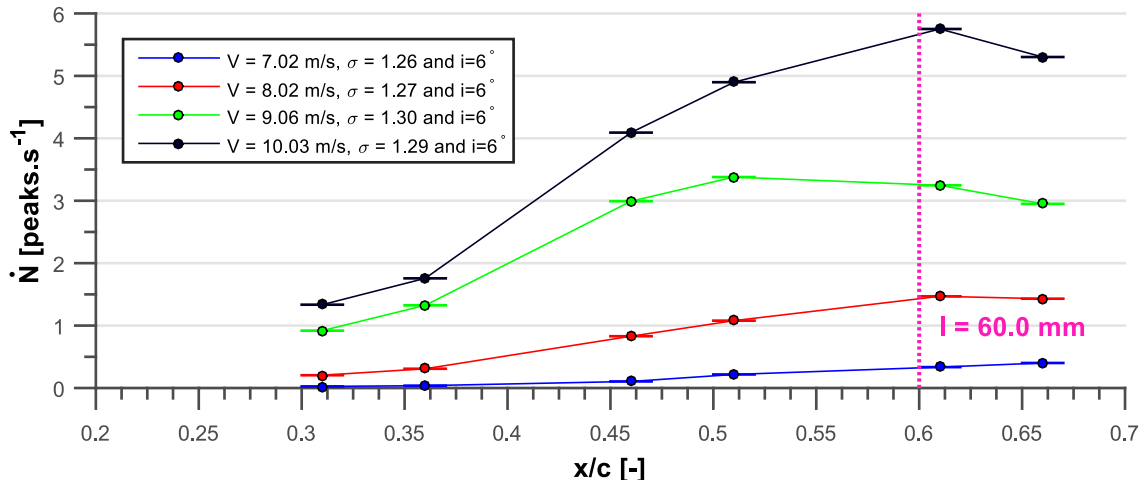


FIGURE 7.14 – Fréquence des pics  $\dot{N}$  en fonction de la position  $x/c$  sur le profil pour un seuil de  $F' \geq 1 N$  et différentes vitesses,  $V = 7.02 m/s$  en bleu,  $V = 8.02 m/s$  en rouge,  $V = 9.06 m/s$  en vert et  $V = 10.03 m/s$  en noir.  
( $\sigma \sim 1.3$ ,  $i = 6^\circ$  et  $l \sim 60 mm$ )

affectée par la vitesse de l'écoulement  $V$  et est uniquement liée au nombre de cavitation  $\sigma$  et à l'incidence  $i$ , expliquant pourquoi sa localisation ne varie pas d'une vitesse à une autre.

Deuxièmement, pour tous les capteurs la fréquence des pics  $\dot{N}$  augmente graduellement avec la vitesse, elle est maximale pour  $V = 10 m/s$  et minimale pour  $V = 7 m/s$ . Par exemple, elle est 17 fois plus grande pour  $V = 10 m/s$  ( $\dot{N} = 5.5 peaks.s^{-1}$ ) que pour  $V = 7 m/s$  ( $\dot{N} = 0.5 peaks.s^{-1}$ ) sur le capteur 7 (61 mm). Ces résultats sont similaires à ceux de Le et al. [80] obtenus avec des capteurs de pression. Lors d'essais de pitting [99], le même effet est observé, la fréquence d'indentation augmente avec la vitesse et le maximum est toujours situé au même endroit.

Toujours d'après les remarques de la section 5.5.2 du chapitre 5, pour un même nombre de cavitation et une même incidence une augmentation de vitesse  $V$  entraîne une augmentation de la fréquence d'oscillation  $f$  de la poche et doit par conséquent augmenter le taux de production de bulles et donc la fréquence des pics  $\dot{N}$ .

Même si la fréquence d'oscillation de la poche est plus grande pour  $V = 10 m/s$  avec  $f = 53.3 Hz$  que pour  $V = 7 m/s$  avec  $f = 37.9 Hz$ , le rapport entre les fréquences n'est que de 1.4 et n'est pas suffisant pour expliquer cette différence. Dans la figure 7.20, la fréquence des pics  $\dot{N}$  supérieurs à 1 N évolue en  $V^{6.3}$ , alors que si l'augmentation est due à une augmentation de la fréquence de lâcher son évolution serait en  $V^1$ . Néanmoins, la vitesse a aussi un effet sur les amplitudes, voir figure 7.17. Comme le seuil est constant (1 N), le nombre de pics d'amplitude supérieure à ce seuil augmente, d'où l'évolution non linéaire de la fréquence des pics avec la vitesse.

La figure 7.15 est obtenue en faisant varier linéairement le seuil avec la vitesse en prenant comme référence une vitesse de  $V_r = 7 m/s$ , ie  $F' \geq 1 * V/V_r$ .

Avec un seuil variable avec la vitesse, l'évolution de la fréquence des pics  $\dot{N}$  en fonction

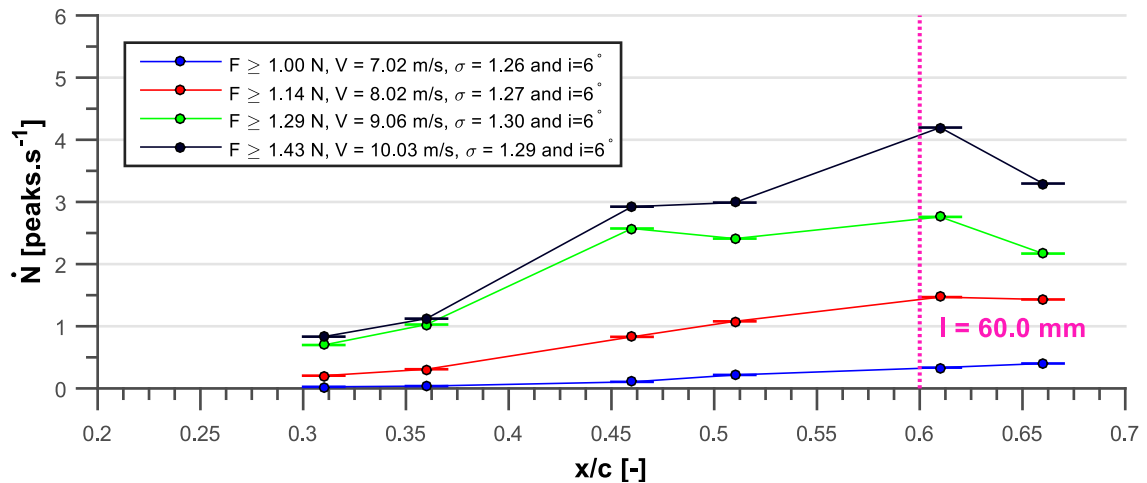


FIGURE 7.15 – Fréquence des pics  $\dot{N}$  en fonction de la position  $x/c$  sur le profil pour différents seuils et vitesses,  $V = 7.02$  m/s et  $F' \geq 1$  N en bleu,  $V = 8.02$  m/s et  $F' \geq 1.14$  N en rouge,  $V = 9.06$  m/s et  $F' \geq 1.29$  N en vert et  $V = 10.03$  m/s et  $F' \geq 1.43$  N en noir.  
( $\sigma \sim 1.3$  et  $i = 6^\circ$ )

de la vitesse n'est toujours pas linéaire. Pour prendre en compte à la fois l'augmentation d'amplitude et de fréquence liée à la vitesse, des lois de similitude ont été proposées par Lecoffre [85] et elles seront abordées plus en détail dans la section 7.2.4.4.

La figure 7.16 montre l'évolution de la fréquence des pics  $\dot{N}$  supérieurs à 1 N, pour des vitesses variant de 8 m/s à 10.5 m/s, un nombre de cavitation  $\sigma \sim 1.1$  et une incidence fixée à  $4^\circ$ .

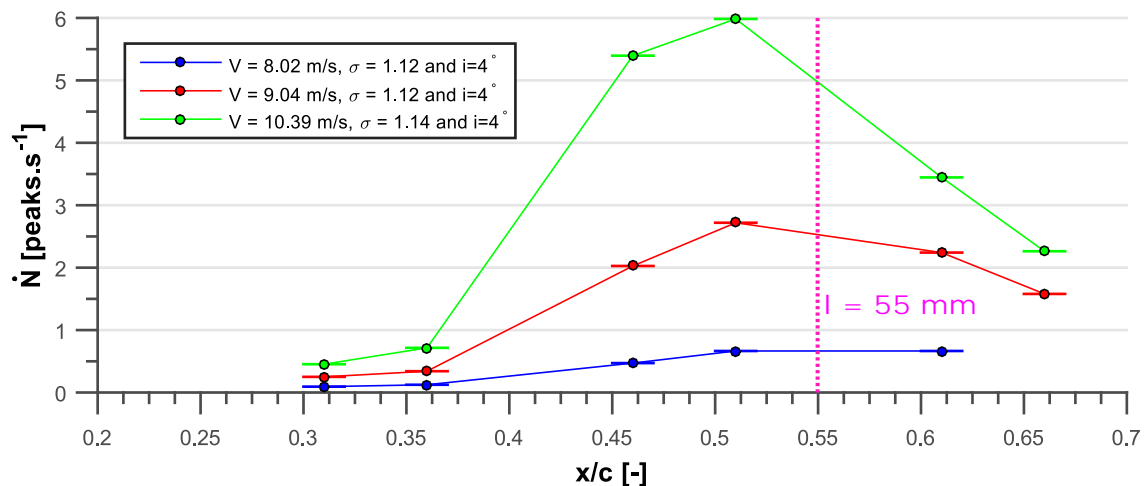


FIGURE 7.16 – Fréquence des pics  $\dot{N}$  en fonction de la position  $x/c$  sur le profil pour un seuil de  $F' \geq 1$  N et différentes vitesses,  $V = 8.02$  m/s en bleu,  $V = 9.04$  m/s en rouge et  $V = 10.39$  m/s en vert.  
( $\sigma \sim 1.1$ ,  $i = 4^\circ$  et  $l \sim 55$  mm)

Les observations qualitatives faites pour le point de fonctionnement précédent sont aussi valables pour les autres points de fonctionnement analysés. La fréquence des pics  $\dot{N}$  sur chaque capteur augmente avec la vitesse  $V$  et est maximum au niveau de la fermeture de poche, à environ 55 mm au niveau du capteur 5 (51 mm). La zone de forte agressivité

est aussi indépendante de la vitesse et se situe entre 40 mm et 66 mm.

La fréquence de pics  $\dot{N}$  mesurée sur le capteur 8 (66 mm) pour la vitesse de 8 m/s, en bleu sur la figure 7.16 n'est pas affichée, parce que le capteur 8 n'a pas fonctionné pendant toute la durée de l'essai.

### 7.2.4.2 Histogramme d'agressivité au niveau de la fermeture de poche

Pour voir plus en détail le comportement au niveau de la fermeture de poche, c'est à dire sur le capteur 7, les histogrammes cumulés ont été tracés pour chaque vitesse sur ce capteur sur la figure 7.17 pour des points de fonctionnement définis par un nombre de cavitation de  $\sigma = 1.29$ , une incidence de  $i = 6^\circ$  pour des vitesses variant entre  $V = 7$  et 10 m/s.

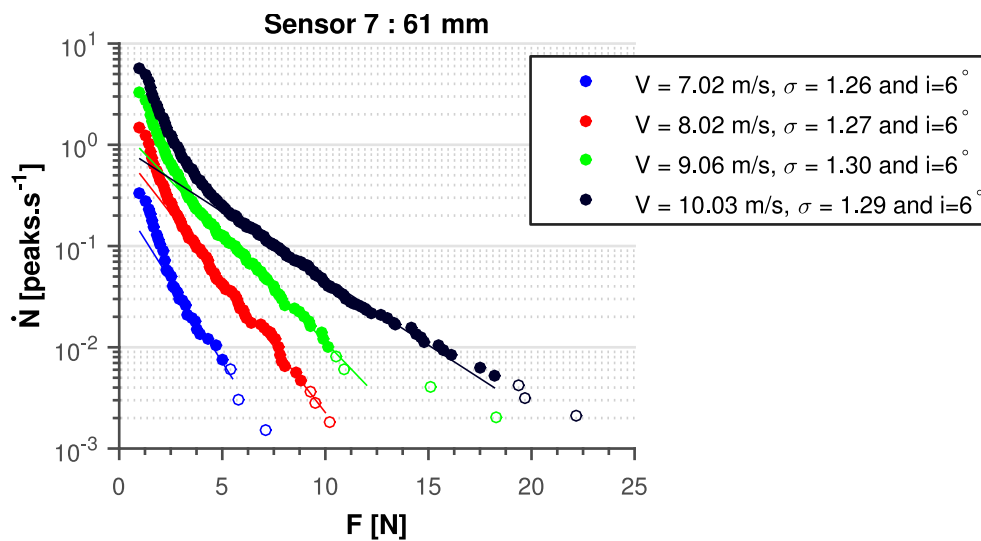


FIGURE 7.17 – Histogramme cumulé de la fréquence des pics  $\dot{N}$  en fonction de la force  $F$  pour le capteur 7 (61 mm) pour différentes vitesses,  $V = 7.02$  m/s en bleu,  $V = 8.02$  m/s en rouge,  $V = 9.06$  m/s en vert et  $V = 10.03$  m/s en noir. Les traits en pointillé représentent les approximations exponentielles. Les points non remplis sont de probabilités très faibles et ont été observés moins de 4 fois pendant la durée de l'essai.

( $\sigma \sim 1.3$  et  $i = 6^\circ$ )

Globalement, quel que soit le seuil pour la force, la fréquence des pics  $\dot{N}$  augmente avec la vitesse de l'écoulement  $V$ . De plus, pour une fréquence de pics donnée, l'amplitude maximale des pics observés est bien plus grande à 10 m/s qu'à 7 m/s. Par exemple, en se plaçant à  $10^{-2}$  pics par seconde, les amplitudes pour 7, 8, 9 et 10 m/s sont respectivement de 4.7, 7.7, 10.1 et 15.5 N. Un pic de 15.5 N pour 10 m/s a autant de chance d'être mesuré qu'un pic 3 fois plus faible pour 7 m/s. Comme attendu, l'agressivité augmente avec la vitesse.

Il est à noter que ce comportement est similaire à celui observé par Hujer et al. [63] pour un capteur PVDF et Franc et al. [54] pour un capteur piézocéramique situé dans la zone de plus forte agressivité dans la boucle Prevero pour des vitesses variant entre 22 m/s

et 70 m/s, ou encore de Kim et al. [73] pour des capteurs piezocéramiques placés dans un jet cavitant avec une vitesse de jet comprise entre 166 m/s et 311 m/s.

Pour une vitesse de  $V = 7$  m/s, le nombre de points est assez faible, malgré une durée d'acquisition assez longue, de 660 s. Une partie linéaire semble visible entre 3 et 5 N, mais au vu du faible nombre de points, l'interpolation exponentielle est très sensible aux bornes choisies pour la faire. Pour 8, 9 et surtout 10 m/s la zone linéaire est bien marquée et il est plus facile d'avoir une interpolation fiable et d'obtenir les coefficients  $\dot{N}^*$  et  $F^*$ . Ils sont regroupés dans le tableau 7.3.

Les histogrammes d'agressivité au niveau de la fermeture de la poche, ie sur le capteur 5 (51 mm), sont tracés sur la figure 7.18 pour un point de fonctionnement différent, pour des vitesses variant de 8 m/s à 10.5 m/s, un nombre de cavitation  $\sigma \sim 1.1$  et une incidence fixée à  $4^\circ$ .

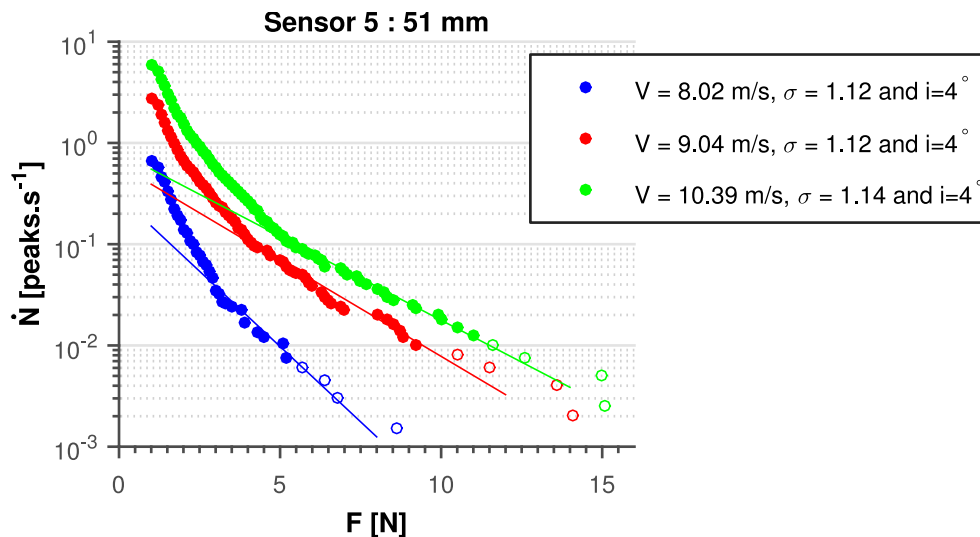


FIGURE 7.18 – Histogramme cumulé de la fréquence des pics  $\dot{N}$  en fonction de la force  $F$  pour le capteur 5 (51 mm) pour différentes vitesses,  $V = 8.02$  m/s en bleu,  $V = 9.04$  m/s en rouge et  $V = 10.39$  m/s. Les traits en pointillé représentent les approximations exponentielles. Les points non remplis sont de probabilités très faibles et ont été observés moins de 4 fois pendant la durée de l'essai. ( $\sigma \sim 1.1$  et  $i = 4^\circ$ )

Le même comportement est observé pour cette seconde série de mesures. La fréquence et l'amplitude des pics est toujours maximale pour la vitesse la plus grande. Dans les trois cas, la partie de l'histogramme pour les hautes amplitudes suit une droite et les coefficients  $\dot{N}^*$  et  $F^*$  ont été déterminés pour chaque point, voir tableau 7.3.

#### 7.2.4.3 Influence de la vitesse sur les paramètres $F^*$ et $N^*$

Les figures 7.19 et 7.20 regroupent 2 points de fonctionnement :

- Sur le capteur 7 (61 mm), en bleu pour une vitesse de 7, 8, 9 et 10 m/s, un nombre de cavitation  $\sigma \sim 1.3$  et une incidence de  $i = 6^\circ$ .

- Sur le capteur 5 (51 mm), en rouge pour une vitesse de 8, 9 et 10 m/s, un nombre de cavitation  $\sigma \sim 1.1$  et une incidence de  $i = 4^\circ$ .

Dans les deux cas, le capteur étudié se trouve dans la zone de fermeture de poche. L'ensemble des valeurs de ces figures est reportée dans le tableau 7.3.

TABLEAU 7.3 – *Grandeurs caractéristiques déterminées par interpolation exponentielle pour différents points de fonctionnement au niveau du capteur localisé à la fermeture de poche.  $\bar{F}$  est la force moyenne de l'ensemble des pics supérieurs à 1 N.  $F_{max}$  est la force maximale, estimée à partir de la moyenne des amplitudes des 10 pics les plus puissants mesurés. Les approximations exponentielles sont visibles sur les figures 7.17 pour un nombre de cavitation de  $\sigma \sim 1.3$  et une incidence de  $i = 6^\circ$  et 7.18 pour un nombre de cavitation de  $\sigma \sim 1.1$  et une incidence de  $i = 4^\circ$ .*

Capteur	-	7	5					
Incidence	°	6	4					
Nombre de cavitation	-	$\sim 1.3$	$\sim 1.1$					
Vitesse	m/s	7.02	8.02	9.06	10.03	8.02	9.04	10.39
$F^*$	N	1.35	1.66	2.04	3.25	1.46	2.30	2.62
$\bar{F}(F \geq 1 \text{ N})$	N	1.94	2.00	2.10	2.19	1.76	1.88	1.89
$F_{max}$	N	5.37	7.31	13.04	13.87	6.05	10.08	12.63
$\dot{N}^*$	peaks.s <sup>-1</sup>	0.29	0.95	1.50	1.06	0.30	0.60	0.81
$\dot{N}(F \geq 1 \text{ N})$	peaks.s <sup>-1</sup>	0.33	1.47	3.25	5.75	0.67	2.72	5.98

Trois forces sont tracées sur la figure 7.19 :

- La force caractéristique  $F^*$  obtenue par approximation exponentielle, symbolisée par des ronds.
- La force moyenne  $\bar{F}$  de l'ensemble des pics supérieurs à 1 N, symbolisée par des carrés.
- La force maximale  $F_{max}$  estimée à partir de la moyenne des amplitudes des 10 pics les plus puissants mesurés, symbolisée par des triangles.

Chaque tracé correspond à la courbe de tendance en puissance de la vitesse associée à chaque série de points.

La force moyenne  $\bar{F}$  augmente très faiblement avec la vitesse, suivant  $V^{0.2-0.3}$ . Cela confirme l'affirmation du paragraphe 7.2.2.2 selon laquelle la moyenne est essentiellement représentative des impacts de faible intensité compte tenu de leur grand nombre, alors que ce sont les impacts de plus forte intensité qui jouent un rôle prépondérant en érosion.

Par contre, l'influence de la vitesse sur  $F^*$  et  $F_{max}$  est loin d'être négligeable et ces deux paramètres évoluent selon une puissance comprise entre 2 et 4.

Dans la boucle d'érosion de cavitation Prevero (décrite en détail par Franc [49]) et pour une gamme de vitesses bien plus élevée (entre 22 m/s et 90 m/s), des capteurs de pression

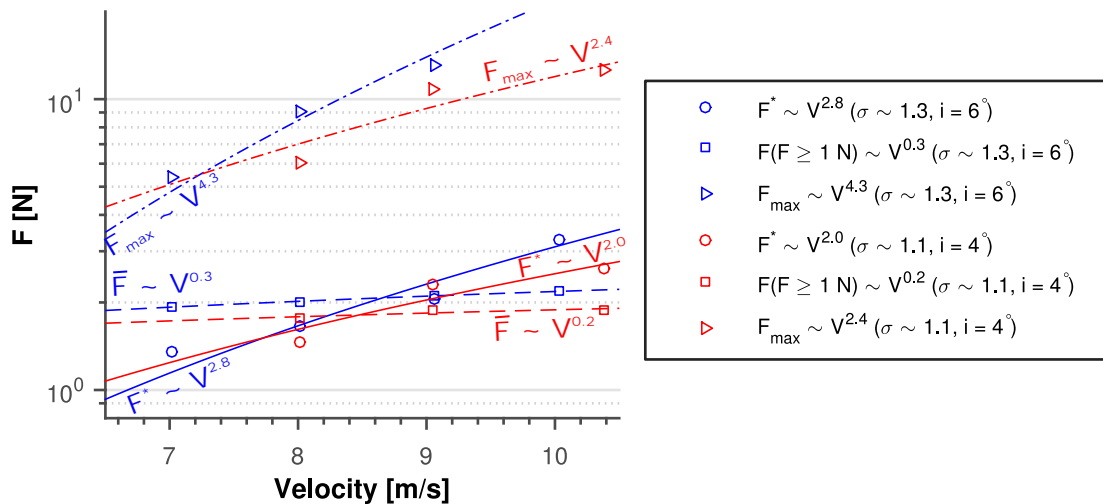


FIGURE 7.19 – Influence de la vitesse sur la force caractéristique  $F^*$  (symbolisée par des ronds), la force moyenne  $\bar{F}$  de l'ensemble des pics supérieurs à 1 N (symbolisée par des carrés) et la force maximale  $F_{\max}$  (symbolisée par des triangles). En bleu,  $\sigma \sim 1.3$  et  $i = 6^\circ$ . En rouge,  $\sigma \sim 1.1$  et  $i = 4^\circ$ .

ont été montés dans la zone de plus forte agressivité. Franc et al. [54] ont appliqué la même méthode pour déterminer le  $F^*$  et ont observé une évolution plus faible en puissance 0.64 de la vitesse. En appliquant cette fois la méthode sur les résultats de Hujer et al. [63], la force caractéristique  $F^*$  évolue en puissance 1.5 de la vitesse. Nos résultats sont quelques peu éloignés de ces précédentes mesures mais le comportement est identique. Cette différence peut provenir du dispositif d'essai et de la gamme de vitesses bien plus élevée, considérée dans la veine d'essai Prevero.

Sur la figure 7.20, la fréquence  $\dot{N}$  des pics supérieurs à 1 N et la fréquence caractéristique  $\dot{N}^*$  sont tracées en fonction de la vitesse pour les deux points de fonctionnement.

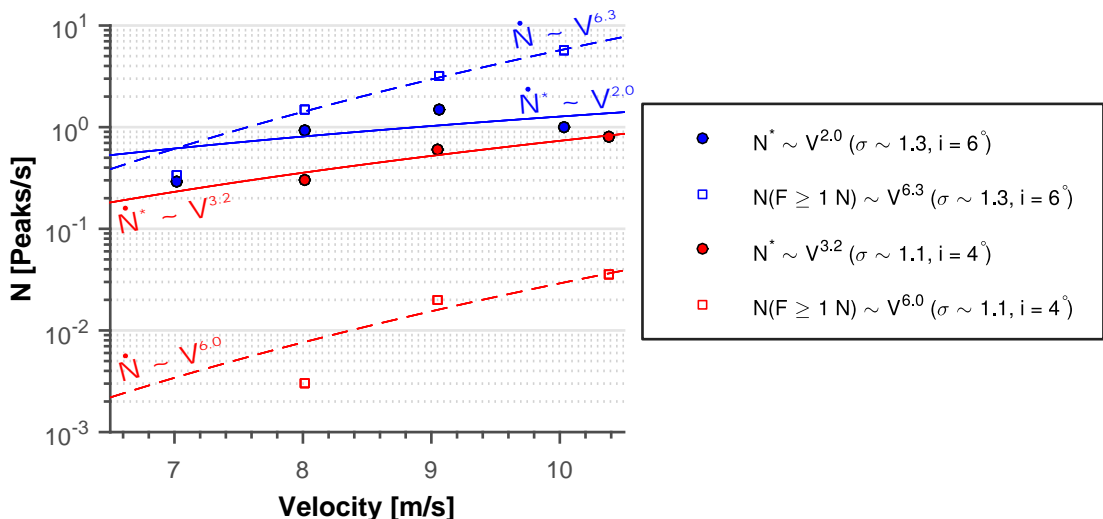


FIGURE 7.20 – Influence de la vitesse sur la fréquence caractéristique  $\dot{N}^*$  (symbolisée par des ronds), la fréquence des pics supérieurs  $\dot{N}(F' \geq 1 \text{ N})$  à 1 N (symbolisée par des carrés). En bleu,  $\sigma \sim 1.3$  et  $i = 6^\circ$ . En rouge,  $\sigma \sim 1.1$  et  $i = 4^\circ$ .

Contrairement aux résultats pour la force, voir figure 7.19, les points sont beaucoup plus

dispersés par rapport à l'approximation puissance. Cette dispersion illustre la forte dépendance de  $\dot{N}^*$  de la zone choisie pour faire l'approximation exponentielle (voir paragraphe 7.2.2.1).

Il est intéressant de noter que la fréquence des pics supérieurs à 1 N suit une tendance très proche pour les deux points de fonctionnement avec une puissance d'environ 6 de la vitesse. Cette puissance est quasiment le double de celle pour la fréquence caractéristique  $\dot{N}^*$ .

D'autre part, la fréquence caractéristique  $\dot{N}^*$  évolue en puissance 2 et 3.2 de la vitesse pour respectivement un nombre de cavitation de  $\sigma \sim 1.3$  et une incidence de  $i = 6^\circ$ , un nombre de cavitation de  $\sigma \sim 1.1$  et une incidence de  $i = 4^\circ$ . Ces exposants sont proches de ceux obtenus par Franc et al. [54] et Hujer et al. [63] de 2.9 et 2.5.

Malgré l'incertitude concernant leurs estimations, les coefficients  $F^*$  et  $\dot{N}^*$  semblent de bons paramètres pour estimer l'influence de la vitesse sur l'agressivité de l'écoulement. Une augmentation de vitesse signifie donc une augmentation de la fréquence des pics et de leurs amplitudes. D'après nos mesures, la force  $F^*$  ou la fréquence  $\dot{N}^*$  caractérisant l'agressivité d'un point de fonctionnement évoluent en fonction de la vitesse selon une puissance proche de 2 ou 3.

#### 7.2.4.4 Similitude

Nos mesures permettent d'étudier la similitude entre plusieurs points de fonctionnement. Les lois de similitude ont pour objectif de transposer des essais en modèle réduit sur des machines réelles à condition d'avoir des écoulements géométriquement semblables :

- Les géométries doivent être homothétiques.
- Le nombre de cavitation doit être égal entre les cas comparés, pour avoir le même type de cavitation et un développement identique (taille de la poche, fréquence d'oscillation).

L'agressivité d'un point de fonctionnement est caractérisée par la fréquence des pics  $\dot{N}$  pour un seuil  $F$ . Cette fréquence est supposée dépendre des paramètres physiques suivants :

- La vitesse de l'écoulement,  $V$ .
- L'échelle géométrique,  $c$ , la corde du profil.
- L'impédance acoustique,  $\rho a$  ( $\rho$  et  $a$  sont respectivement la masse volumique et la vitesse du son dans le fluide), pour prendre en compte les caractéristiques du fluide.

Cet approche est très simplifiée et ne prend pas en compte la viscosité du fluide, ni la tension superficielle.

La fréquence des pics  $\dot{N}$  est fonction des paramètres physiques précédents et d'après le théorème de Vashy Buckingham une fonction unique  $\Phi$  relie deux monômes adimension-

nels :

$$\frac{\dot{N}c^3}{V} = \Phi\left(\frac{F}{\rho a V}\right) \quad (7.10)$$

Soit  $\dot{N}_1$  et  $\dot{N}_2$  les fréquences des pics de deux écoulements géométriquement semblables à une vitesse  $V_1$  et  $V_2$ , d'après l'équation 7.10 ces deux fréquences sont reliées par :

$$\dot{N}_1(kF) = k\dot{N}_2(F) \quad (7.11)$$

Avec  $k = V_1/V_2$  le rapport des vitesses. Les autres paramètres  $c$  et  $\rho a$  sont constants entre nos différents points et n'impactent pas la similitude.

Les figures 7.21 et 7.22 montrent l'application de cette règle de similitude pour deux points de fonctionnement respectivement définis par un nombre de cavitation de  $\sigma \sim 1.3$  et une incidence de  $i = 6^\circ$ , un nombre de cavitation de  $\sigma \sim 1.1$  et une incidence de  $i = 4^\circ$ .

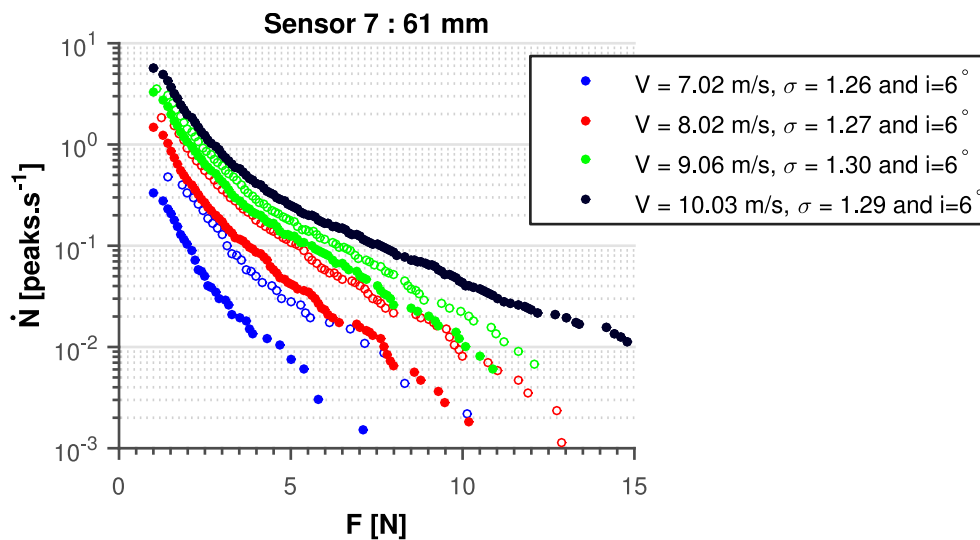


FIGURE 7.21 – Histogrammes cumulés de la fréquence des pics  $\dot{N}$  en fonction de la force  $F$  pour le capteur 7 (61 mm) pour différentes vitesses,  $V = 7.02$  m/s en bleu,  $V = 8.02$  m/s en rouge,  $V = 9.06$  m/s en vert et  $V = 10.03$  m/s en noir. Les points remplis correspondent aux histogrammes mesurés. Les points non remplis correspondent à la transposition à la vitesse de  $V = 10.03$  m/s de l'histogramme mesuré.

( $\sigma \sim 1.3$  et  $i = 6^\circ$ )

Dans les deux cas, l'application de la similitude réduit les écarts entre les différents histogrammes de la fréquence des pics mais en aucun cas ne les regroupe sur la même courbe. La règle de similitude en vitesse présentée ici ne rend pas compte correctement de l'effet de vitesse sur les histogrammes d'agressivité.

Lors d'essais dans la boucle de mercure N'Guyen [99] a obtenu des mesures pour des vitesses différentes, allant de 4 à 8 m/s et observe une tendance identique. Les histogrammes obtenus par similitude se superposent correctement pour des vitesses supérieures à 5 m/s, mais à plus faible vitesse (pour 4 m/s par exemple), la loi de similitude ne fonctionne pas.

Le et al. [80] ont appliqué ces lois de similitude pour deux points de fonctionnement avec la même longueur de poche, mais un nombre de cavitation et une incidence différente



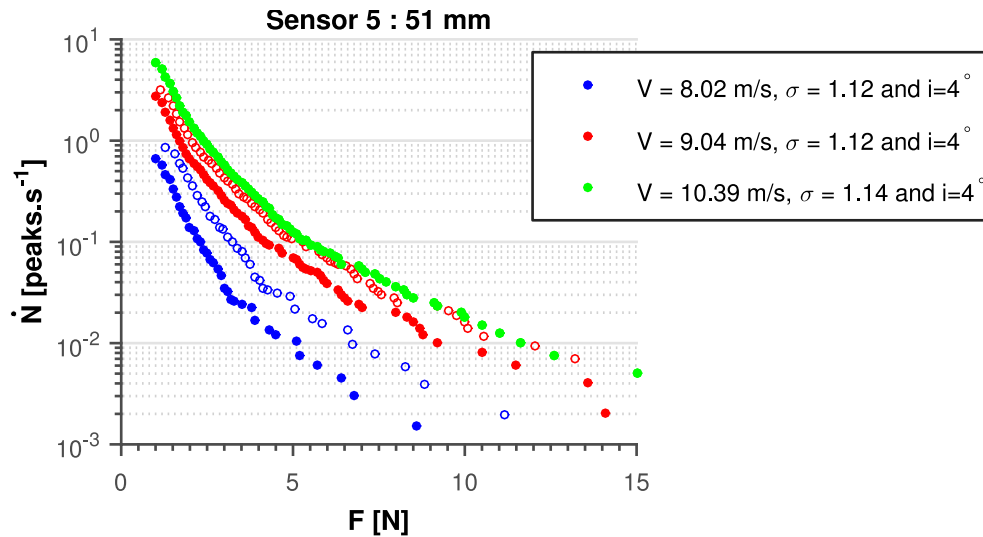


FIGURE 7.22 – Histogrammes cumulés de la fréquence des pics  $\dot{N}$  en fonction de la force  $F$  pour le capteur 5 (51 mm) pour différentes vitesses,  $V = 8.02$  m/s en bleu,  $V = 9.04$  m/s en rouge et  $V = 10.39$  m/s en vert. Les points remplis correspondent aux histogrammes mesurés. Les points non remplis correspondent à la transposition à la vitesse de  $V = 10.39$  m/s de l'histogramme mesuré. ( $\sigma \sim 1.1$  et  $i = 4^\circ$ )

sur un profil à extrados plan et à intrados circulaire. Pour une incidence faible, de  $i = -0.75^\circ$ , les lois de similitude donnent de très bons résultats entre 5 et 10 m/s. Par contre, pour une incidence plus élevée, de  $i = 4.83^\circ$ , l'accord entre l'histogramme transposé de 5 à 10 m/s avec celui de 10 m/s n'est pas bon pour les pics de haute amplitude.

Le et al. [79] notent qu'en gardant la longueur de poche constante mais en augmentant l'incidence, la poche s'épaissit et est plus instable. Pour ces deux raisons, la transposition est moins bonne à haute incidence qu'à basse incidence.

Par conséquent, la similitude de vitesse simplifiée, présentée dans ce paragraphe et utilisée par d'autres expérimentateurs, n'est pas suffisante pour transposer les histogrammes cumulés et ne s'applique pas à tous les cas étudiés, l'incidence semblant aussi jouer un rôle sur la distribution de ces histogrammes.

### 7.3 Modélisation numérique de l'agressivité

Des modèles de prévision d'érosion de cavitation par voie numérique ont été proposés et développés. Une revue de ces modèles est faite par Van Terwisga et al. [124] et plus récemment par Leclercq [82].

Dans le cadre de la présente thèse, le modèle retenu est celui proposé par Fortes-Patella et al. [42, 44, 48], appliqué et validé qualitativement pour différentes géométries [78, 78, 82, 82–84].

#### 7.3.1 Scénario physique

Fortes-Patella et al. [42, 44, 48] ont proposé un scénario basé sur un bilan énergétique, visible sur la figure 7.23, synthétisant les étapes de transfert d'énergie entre l'écoulement cavitant et le matériau.

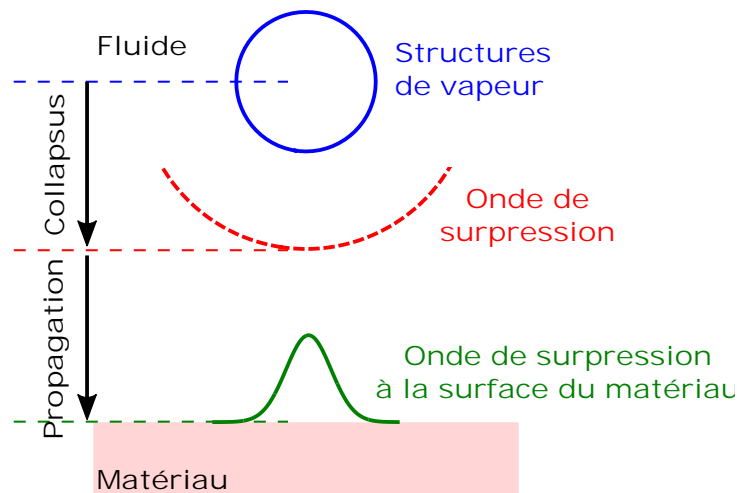


FIGURE 7.23 – Scénario physique basé sur un bilan énergétique (adapté de Fortes-Patella et al. [42, 44, 48]).

Chaque structure de vapeur, en bleu sur la figure 7.23, possède une énergie potentielle liée à son volume de vapeur et à la différence de pression entre l'intérieur et l'extérieur de la structure (voir équation 7.12). Lorsque la structure implose, une part de l'énergie est transportée dans le fluide par une onde de surpression, en rouge sur la figure 7.23. Dans le modèle, le nombre d'onde Cette énergie est ensuite transférée à la paroi du matériau quand l'onde de surpression vient l'impacter. Cette description est simplifiée et le scénario physique complet est expliqué par Fortes-Patella et al. [42, 44, 48].

Dans notre étude, l'analyse se focalise uniquement sur la partie fluide et sur la quantification d'un paramètre permettant d'évaluer l'agressivité de cavitation appliquée sur la paroi de l'hydrofoil.

### 7.3.2 Définition du paramètre d'agressivité

Chaque structure de vapeur dans un écoulement est caractérisée par une énergie potentielle [7, 39, 103] :

$$E = (p - p_v) * V_{vap} = \Delta p * V_{vap} \quad (7.12)$$

avec  $p$  la pression autour de la structure,  $p_v$  la pression de vapeur saturante et  $V_{vap}$  le volume de la structure de vapeur.

A partir de cette énergie, une puissance instantanée  $P$  est définie comme la dérivée lagrangienne de cette énergie :

$$P = \frac{DE}{Dt} = \frac{D\Delta p}{Dt} V_{vap} + \Delta p \frac{DV_{vap}}{Dt} \quad (7.13)$$

Par la suite, la notation  $Dg/Dt$  signifie dérivée lagrangienne ou particulière de la fonction  $g$ .

D'après Leclercq et al. [83, 84], la variation de  $\Delta p$  est négligeable par rapport à celle de  $V_{vap}$ . De plus, seulement les phases d'implosion des structures de vapeur sont prises en compte dans l'analyse (ie  $DV_{vap}/Dt < 0$ ). En effet,  $DV_{vap}/Dt < 0$  signifie qu'un ensemble de structures de vapeur à l'intérieur de la maille de calcul collapsent pendant un pas de temps de calcul CFD et génèrent des ondes de supression qui impactent la paroi. Ces hypothèses simplifient l'équation 7.13 :

$$P = -\Delta p \frac{DV_{vap}}{Dt} \quad (7.14)$$

Le signe négatif est ajouté pour travailler avec des puissances positives.

Les calculs CFD fournissent la pression  $p$ , la vitesse  $V$ , le taux de vide  $\alpha$  à chaque pas de temps dans chaque cellule. Le volume de vapeur  $V_{vap}$  est en particulier relié au taux de vide  $\alpha$  par :

$$\alpha = \frac{V_{vap}}{V_{cell}} \quad (7.15)$$

Avec  $V_{cell}$  le volume d'une maille de calcul. La figure 7.24.(a) montre la distribution de taux de vide  $\alpha$  à un instant  $t$ .

Par conséquent, la puissance volumique potentielle  $P_{3d}$  dans une maille peut s'écrire comme :

$$P_{3d} = \frac{P}{V_{cell}} = -\Delta p \frac{D\alpha}{Dt} \quad (7.16)$$

Pour rappel, l'équation de conservation de la masse est la suivante :

$$\frac{D\rho}{Dt} + \rho \operatorname{div}(\vec{U}) = 0 \quad (7.17)$$

La dérivée lagrangienne du taux de vide  $\alpha$  peut donc être estimée en combinant les équations 7.17 et 4.1 avec :

$$\frac{D\alpha}{Dt} = \frac{\rho}{\rho_l - \rho_v} \operatorname{div}(\vec{U}) \quad (7.18)$$

Ainsi, la puissance volumique potentielle  $P_{3d}$  est calculée à chaque pas de temps à partir de  $div(\vec{U})$  et vaut :

$$P_{3d} = \frac{P}{V_{cell}} = -\Delta p \frac{\rho}{\rho_l - \rho_v} div(\vec{U}) \quad (7.19)$$

Cette puissance potentielle volumique permet de repérer la position et en particulier la distance à la paroi des structures de vapeur les plus agressives de l'écoulement. Comme sur la figure 7.24.(b), où dans les zones 1 et 2 encadrées en blanc, la puissance d'agressivité volumique  $P_{3d}$  est très importante dans certaines mailles.

Mais le but de cette thèse est d'étudier l'impact de l'écoulement cavitant sur la surface du profil. C'est pourquoi une puissance surfacique potentielle  $P_{2d}$  est calculée sur chaque point du profil et est obtenue en intégrant l'équation 7.19 perpendiculairement à la surface :

$$P_{2d} = \int_0^h P_{3d} \cdot dh = \int_0^h -\Delta p \frac{D\alpha}{Dt} \cdot dh = \int_0^h -\Delta p \frac{\rho}{\rho_l - \rho_v} div(\vec{U}) \cdot dh \quad (7.20)$$

Avec  $h$  une distance perpendiculaire à la paroi.

Physiquement, l'intensité de cavitation en un point de la paroi est la somme des contributions de toutes les structures de vapeur situées à moins d'une distance  $h$  de la paroi. C'est en quelque sorte une puissance d'agressivité instantanée à la surface de la paroi.

Par exemple, sur la figure 7.24.(b.1) la puissance surfacique potentielle  $P_{2d}$  au point  $x_1$  est obtenue en intégrant la puissance potentielle volumique  $P_{3d}$  de toutes les mailles perpendiculaires à la paroi et à moins d'une distance  $h/c$  de la paroi, c'est à dire les mailles encadrées en rouge. Les pointillées blancs correspondent aux contours de la poche attachée ou de la structure localisée vers  $x/c = 0.58$ . En faisant l'intégration en chaque point du profil, la puissance surfacique potentielle  $P_{2d}$  est tracée en fonction de la position du profil sur la figure 7.24.(c). Cette formulation permet donc bien de localiser et d'estimer à la paroi les pics associés au collapsus des structures de vapeur, au niveau de la zone 1 en fermeture de poche entre 30% et 40% de la corde ou dans la zone 2 entre 50% et 62% à un instant  $t$ .

Dans cet exemple  $h/c = 0.05$  et pour la suite de l'étude,  $h$  est choisi suffisamment grand pour prendre en compte l'ensemble des structures de vapeur. Une étude sur l'influence de ce paramètre a été menée par Flageul et al. [40] et Bouvard [13] et d'autres analyses sont en cours au sein du laboratoire pour mieux évaluer cette influence.

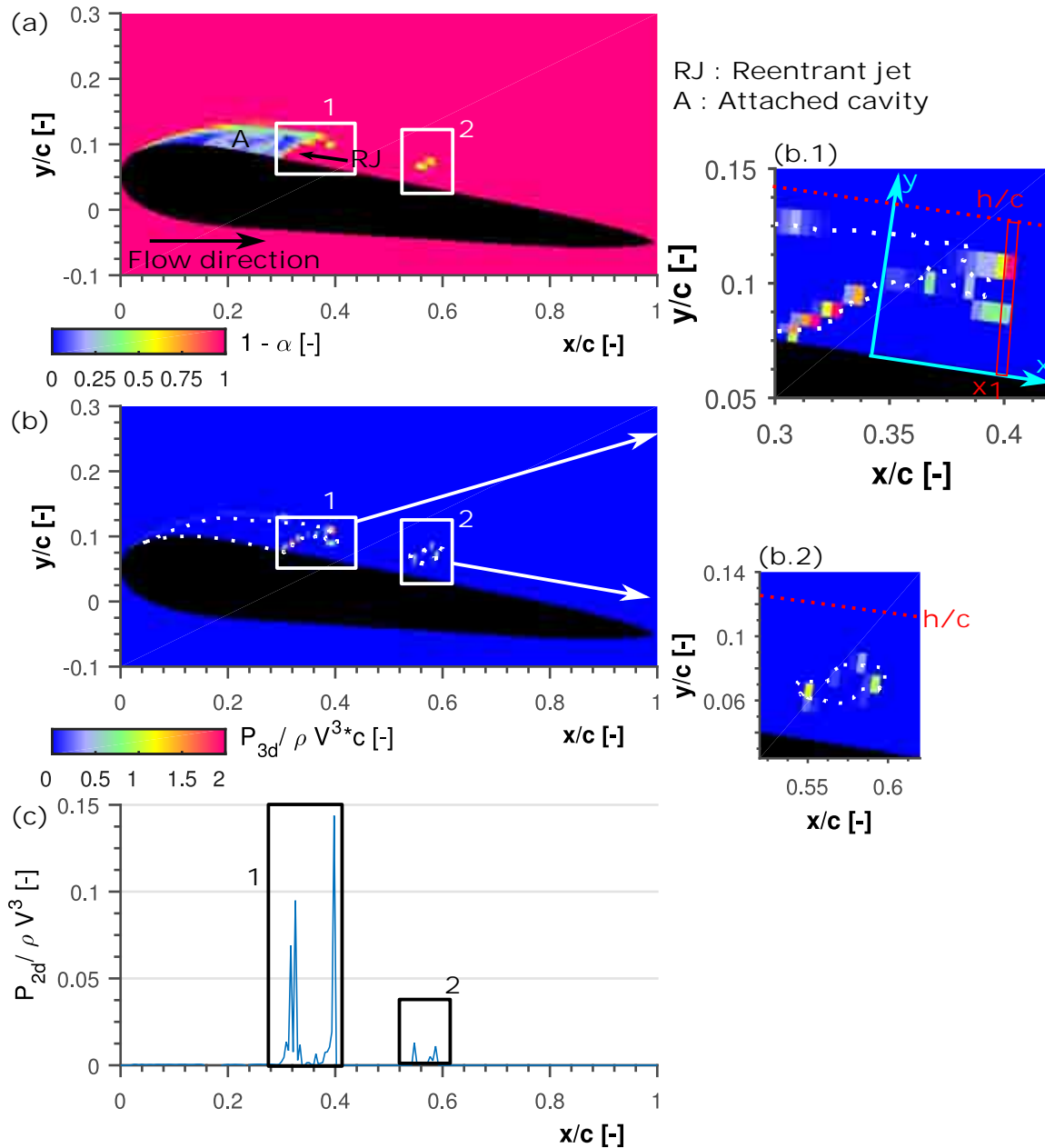


FIGURE 7.24 – Application du modèle énergétique pour  $t/T_{ref} = 2.25$ . (a) Distribution du taux de vide  $\alpha$ . (b) Distribution de la puissance volumique potentielle d'agressivité  $P_{3d}$ . Les pointillés blanc correspondent aux contours de la poche attachée (A) et de la structure 2. (c) Puissance surfacique potentielle d'agressivité  $P_{2d}$  en fonction de la corde de l'hydrofoil.

$$(\sigma = 1.26, V = 8 \text{ m/s}, i = 6^\circ)$$

### 7.3.3 Agressivité moyenne à la surface du profil

#### 7.3.3.1 Définition

Comme expérimentalement les capteurs font une taille de 2x2 mm, l'étude numérique se fait aussi sur des capteurs numériques larges de  $\Delta x = 2$  mm, contenant à peu près 3 mailles. Le profil de l'hydrofoil est ainsi représenté par 50 capteurs. Tout d'abord, la puissance surfacique potentielle instantanée sur le capteur de centre  $x$  et de largeur  $\Delta x$  est déterminée par moyenne pondérée à partir de celle estimée sur les mailles le composant. Ensuite, la moyenne temporelle de la puissance surfacique potentielle  $P_{mean}$  est calculée sur les 50 capteurs par :

$$P_{mean} = \frac{1}{T} \int_0^T P_{2d} \cdot dt \quad (7.21)$$

Avec  $T$  la durée d'analyse et  $dt$  le pas de temps de notre calcul.

Cette puissance moyenne  $P_{mean}$  permet d'estimer l'agressivité de l'écoulement cavitant le long du profil comme sur la figure 7.25 ou 7.37 et de repérer des zones plus aggressive. Par la suite,  $P_{mean}$  est appelée : "agressivité moyenne". Il est important de noter que toutes les structures sont prises en compte, indépendamment de leur distance à la paroi, voir section 7.3.2.

Par ailleurs, Krumenacker [78] propose d'utiliser l'angle solide pour prendre en compte les effets de l'angle et de la distance des émissions des ondes de surpression par rapport à la surface considérée. Ceci implique l'hypothèse d'une répartition sphérique et homogène de l'énergie de l'onde de surpression, générée lors du collapsus d'une structure de vapeur. Avec ce modèle, appliqué pour les profils NACA65012 [103] et TUD [35], la puissance moyenne  $P_{mean}$  calculée à la paroi du profil est atténuée mais la localisation des zones plus aggressive est la même avec ou sans l'angle solide.

#### 7.3.3.2 Convergence

Pour le cas analysé, une basse fréquence a été observée, voir section 5, au niveau de la longueur de poche maximale  $l_{max}$ . Par conséquent la taille de poche fluctue autour d'une valeur moyenne. D'autre part, la puissance potentielle surfacique  $P_{2d}$  peut varier d'un lâcher à un autre, voir figure 7.29. Par conséquent, pour obtenir une moyenne représentative et convergée, la durée d'analyse  $T$  doit être suffisamment longue.

La convergence doit être en particulier assurée dans la zone instrumentée expérimentalement. La figure 7.25 montre l'évolution du rapport entre l'agressivité moyenne  $P_{mean}$  pour une durée d'analyse  $T$  et celle obtenue à la fin du calcul  $P_{mean-fin}$  pour des capteurs numériques très proches de la position de ceux expérimentaux.

Sur la figure 7.25 à partir de  $T/T_{ref} = 80$  l'agressivité moyenne est comprise entre  $\pm 5\%$  de la valeur finale, sauf pour le point à  $x/c = 0.61$  qui converge à  $\pm 5\%$  à partir de  $T/T_{ref} = 98$ . Ce point est situé au niveau de la fermeture de poche,  $l = 58$  mm, dans une zone où la poche oscille beaucoup et donc la convergence est plus difficile à atteindre.

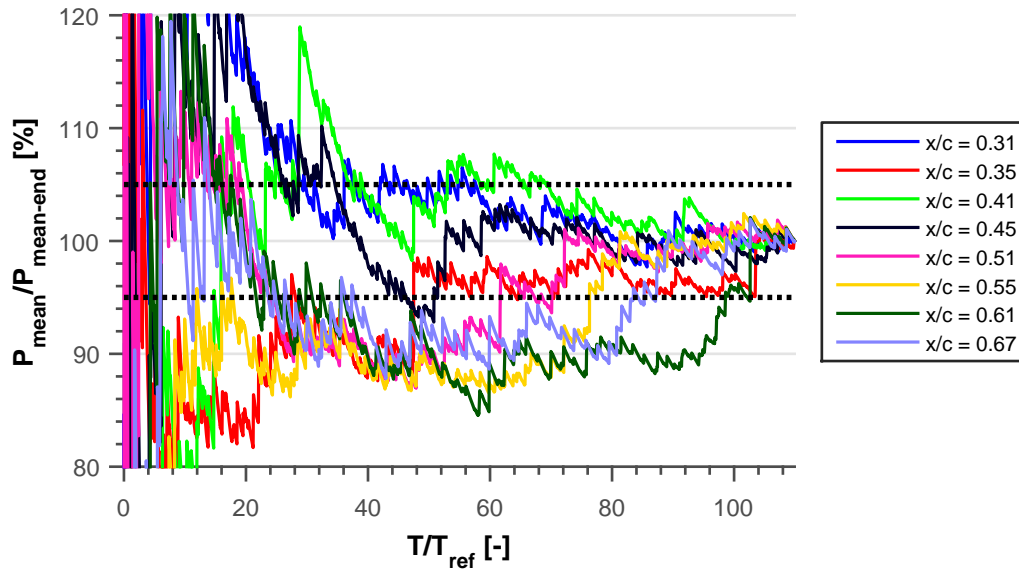


FIGURE 7.25 – Évolution du rapport entre l'agressivité moyenne  $P_{mean}$  pour une durée  $T$  ( $\sim 58$  lâchers) et celle obtenue à la fin du calcul  $P_{mean-fin}$  pour des capteurs numériques très proches de la position de ceux expérimentaux.

( $\sigma = 1.26$ ,  $V = 8$  m/s,  $i = 6^\circ$ ,  $l = 58$  mm et  $f = 42.3$  Hz)

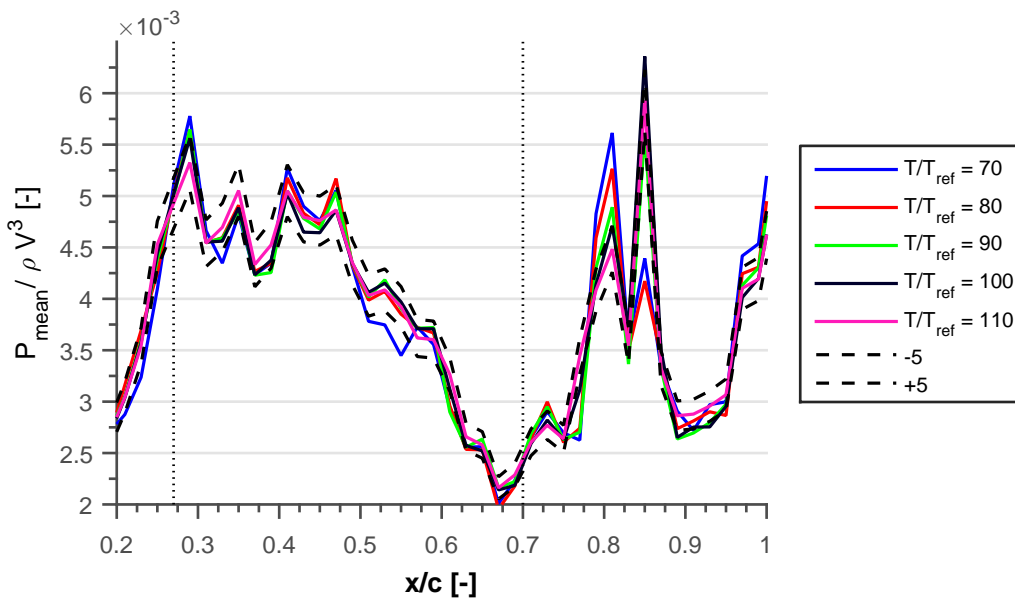


FIGURE 7.26 – Évolution de l'agressivité moyenne le long de la corde pour différentes durées d'analyse  $T$ . Les traits discontinus verticaux encadrent la zone pour laquelle l'agressivité moyenne est comprise à  $\pm 5\%$  de celle finale pour une durée totale de  $T/T_{ref} = 110$ .  $T_{ref}$  est le temps de référence défini par  $T_{ref} = c/V$ . Les traits en pointillés délimitent la zone instrumentée expérimentalement.

( $\sigma = 1.26$ ,  $V = 8$  m/s et  $i = 6^\circ$ )

La figure 7.26 montre l'évolution de l'agressivité moyenne entre 20 et 100% de la corde pour différentes durées d'analyse  $T$ .

Pour  $T/T_{ref} = 80$  en rouge sur la figure 7.26, l'agressivité moyenne a atteint plus ou moins 5% de sa valeur finale (encadrée par les traits discontinus sur la figure 7.26) sur quasiment tout le profil, sauf vers 61% (comme vu sur la figure 7.25) ou vers 80%. L'agressivité moyenne  $P_{mean}$  est convergée entre  $x/c = 0.20$  et  $x/c = 1.00$  à partir de  $T/T_{ref} = 98$ .

Ainsi dans cet exemple pour  $\sigma = 1.26$ ,  $V = 8$  m/s et  $i = 6^\circ$ , la puissance d'agressivité calculée numériquement est convergée à partir de  $T/T_{ref} = 98$ . Pendant  $T/T_{ref} = 98$ , il y a environ  $n_l = 43$  lâchers.

Cette convergence a été obtenue pour tous les points numériques présentés dans la suite du manuscrit. Le tableau 7.4 regroupe les caractéristiques des points étudiés.

TABLEAU 7.4 – *Caractéristiques des points de fonctionnement calculés numériquement.*  
 $n_l$  est le nombre de lâchers nécessaires avant d'atteindre le temps de convergence  $t_{cv}$ .

$\sigma$	$V$	$i$	$l$	$f$	$f_{BF}$	$t_{cv}/T_{ref}$	$t_{cv}$	$n_l$
-	m/s	°	mm	Hz	HZ	-	s	-
1.10	6.00	4	$57 \pm 5$	31.9	-	30	0.5	15
1.09	8.00	4	$56 \pm 5$	42.3	-	80	1.0	42
1.09	10.00	4	$56 \pm 5$	55.5	$\sim 4 - 8$	110	1.1	61
1.28	6.00	6	$58 \pm 10$	29.9	-	69	1.2	35
1.26	8.00	6	$58 \pm 10$	41.1	$\sim 8$	98	1.2	51
1.27	10.00	6	$58 \pm 10$	55.9	$\sim 9$	110	1.1	63
1.46	8.00	6	$37 \pm 10$	66.5	$\sim 11$	54	0.7	45

Il est intéressant de noter que les cas les plus stables, ceux à basse vitesse (moins de  $V = 6$  m/s) et à une incidence de  $i = 4^\circ$  convergent bien plus facilement. Ce sont les cas où la basse fréquence  $f_{BF}$  n'est pas marquée, voir tableau 7.4. Par exemple, les points de fonctionnement  $\sigma = 1.10$ ,  $i = 4^\circ$  et  $\sigma = 1.28$ ,  $i = 6^\circ$  ont une même longueur de poche  $l$ , d'environ  $l \sim 56 - 58$  et des fréquences de lâchers  $f$  similaires. Mais le second point de fonctionnement est plus instable et nécessite un calcul deux fois plus long pour assurer la convergence que pour le premier point, voir tableau 7.4.

### 7.3.4 Origine de l'agressivité

Les calculs numériques sont 2D et permettent d'étudier l'écoulement selon une direction perpendiculaire au profil et d'obtenir la distribution de taux de vide  $\alpha$  à chaque instant.

Bien sûr comme le modèle de cavitation est homogène et que le maillage est grand par rapport au diamètre d'une bulle de cavitation, l'analyse est globale et ne se fait pas à



l'échelle d'une bulle. Cette analyse se base sur la puissance surfacique potentielle adimensionnelle  $P_{2d}/\rho V^3$  avec  $\rho$  la masse volumique de l'eau liquide et  $V$  la vitesse de l'écoulement, considérée comme une estimation instantanée de l'agressivité de l'écoulement à la surface de l'hydrofoil.

Cette section se concentre sur le point de fonctionnement défini par un nombre de cavitation  $\sigma = 1.26$ , une vitesse d'écoulement  $V = 8$  m/s et une incidence  $i = 6^\circ$ . Les résultats qualitatifs de cette partie sont similaires à ceux observés lors des analyses concernant les autres points de fonctionnement.

#### 7.3.4.1 Étude de l'agressivité lors d'un lâcher numérique

##### Visualisations :

La figure 7.27 montre la distribution du taux de vide  $\alpha$  et de la puissance surfacique  $P_{2d}$  à différents moments d'un cycle d'oscillation.  $t * f$  correspond au temps  $t$  adimensionné par la fréquence de lâchers  $f$ .

A  $t * f = 0.01$ , une poche (A) est en train d'apparaître au niveau du bord d'attaque. Le nuage de bulles (C) généré par l'oscillation précédente est entre 30% et 55% de la corde. Deux pics de puissance surfacique potentielle  $P_{2d}$  (n°1 et 2) sont observés à  $x/c = 0.30$  et  $x/c = 0.55$  aux bordures du nuage de bulles (C). Celui en amont (n°1) vaut  $P_{2d}/\rho V^3 = 0.32$  et est 30 fois plus important que celui en aval (n°2).

A  $t * f = 0.21$ , la poche (A) a grossi et est longue de  $x/c = 0.25$ . Le nuage a été convecté par l'écoulement et se situe entre  $x/c = 0.35$  et  $x/c = 0.75$ . Le pic n°1 au bord de la poche à  $x/c = 0.25$  est probablement dû à une légère oscillation de la poche ou à des petites structures lâchées par la poche attachée. Par contre, les pics n°1 ou n°3 à l'aval du nuage (C) sont au moins 20 fois plus petits que celui (n°2) mesuré au niveau de l'amont du nuage de bulles (C).

A  $t * f = 0.52$ , la poche (A) atteint sa taille maximale et le jet rentrant commence à se former à la fermeture de la poche. A  $x/c = 0.50$  un pic (n°1) est mesuré, mais il reste très faible et vaut  $P_{2d}/\rho V^3 = 0.03$ . Le nuage se situe (C) à  $x/c = 0.95$  et génère un pic très puissant (n°2) valant plus de  $P_{2d}/\rho V^3 = 0.2$ .

A  $t * f = 0.61$ , le jet rentrant continue de se développer. Une structure vers  $x/c = 0.58$  est détachée de la poche. De plus, au niveau de la fermeture de poche vers  $x/c = 0.50$  l'écoulement est plus agressif avec un pic (n°1) de  $P_{2d}/\rho V^3 = 0.5$ .

A  $t * f = 0.69$ , le jet rentrant continue sa progression. La petite structure vers  $x/c = 0.58$ , correspondant à celle observée à  $t * f = 0.61$ , est en train d'imploser et le pic n°3 est très faible, moins de  $P_{2d}/\rho V^3 = 0.1$ . Par contre, au niveau de la fermeture de poche vers  $x/c = 0.35$  l'écoulement est légèrement agressif avec deux pics, n°1 de  $P_{2d}/\rho V^3 = 0.1$  et n°2 de  $P_{2d}/\rho V^3 = 0.15$  dus à la progression du jet rentrant.

A  $t * f = 0.78$ , le jet rentrant a quasiment détaché toute la poche, deux structures ont été formées lors de la coupure de la poche, la première entre  $x/c = 0.25$  et  $x/c = 0.40$  et la

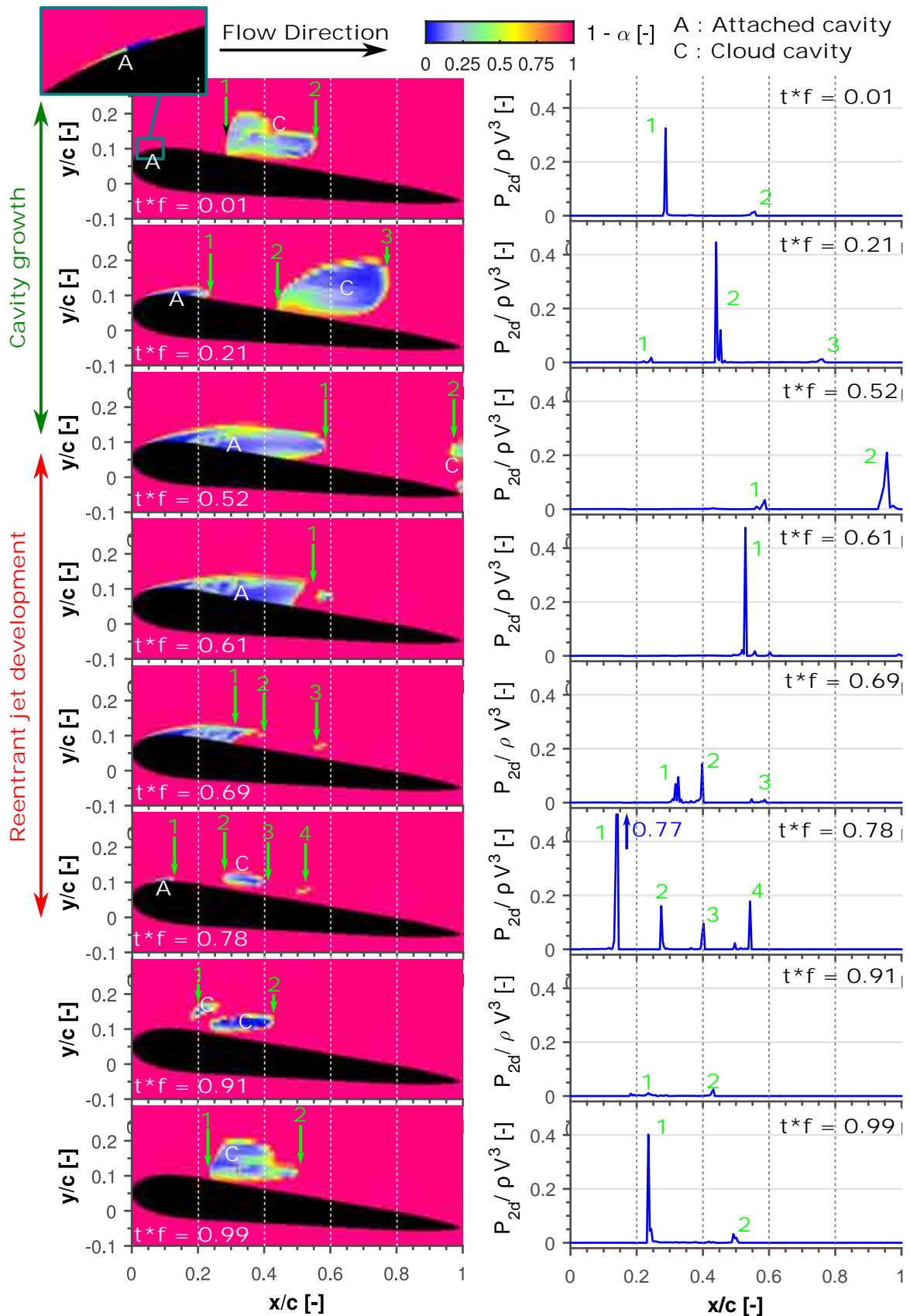


FIGURE 7.27 – Distribution du taux de vide  $\alpha$  et de la puissance surfacique potentielle  $P_{2d}$  lors d'un cycle.  $t^*f$  correspond au temps  $t$  adimensionné par la fréquence de lâchers  $f$ . Pour plus de visibilité, l'échelle des ordonnées de  $P_{2d}$  est limitée à  $P_{2d} / \rho V^3 = 0.5$ , par contre le pic n°1 à  $t^*f = 0.78$  dépasse cette valeur et vaut  $P_{2d} / \rho V^3 = 0.77$ .

( $\sigma = 1.26$ ,  $V = 8$  m/s,  $i = 6^\circ$ ,  $l = 58$  mm et  $f = 41.6$  Hz)

seconde vers  $x/c = 0.52$ . A cet instant l'écoulement est plus agressif, il y a quatre pics de forte amplitude. Le premier pic (n°1) à  $x/c = 0.14$  est situé à la fermeture de la poche, il est plus agressif  $P_{2d}/\rho V^3 \sim 0.77$ . Cependant, pour un écoulement par poche, des indentations sont mesurées expérimentalement au niveau de la fermeture de poche ou au bord de fuite, mais un endommagement au niveau du bord d'attaque n'a jamais été observé avec d'autres géométries [31, 32, 34, 89, 103]. Les pics situés à moins de  $x/c = 0.15$  sont dus à l'approche 2D et aux conditions aux limites, qui surévaluent la dynamique des structures au bord d'attaque. Par conséquent, les pics situés à moins de  $x/c = 0.15$  ne sont pas pris en compte dans nos analyses. Les pics n°2, n°3 et n°4 sont dus aux structures lâchées et sont plus agressifs avec des amplitudes comprises entre  $P_{2d}/\rho V^3 = 0.1$  et  $P_{2d}/\rho V^3 = 0.2$ .

A  $t * f = 0.91$ , la poche a été complètement détachée du profil. La structure générée lors du détachement vers  $x/c \sim 0.20$  et celle générée précédemment lors du développement du jet rentrant entre  $x/c = 0.25$  et  $0.42$  commencent à se regrouper dans un nuage. Lors de cette phase, l'écoulement n'est pas agressif et les pics sont de moins de  $P_{2d}/\rho V^3 = 0.03$ .

A  $t * f = 0.99$ , le nuage (C) se situe entre  $x/c = 0.25$  et  $0.50$  et est agressif en amont avec un pic n°1 valant  $P_{2d}/\rho V^3 = 0.4$ . Par la suite, ce nuage est convecté par l'écoulement et implose lors de son déplacement, comme par exemple les pics 2 et 3 à  $t * f = 0.21$  avec toujours le pic à l'amont (n°1) bien plus puissant que celui à l'aval (n°2). Comme expérimentalement, les structures de vapeur générées lors du détachement de la poche se regroupent et forment un vortex cavitant, convecté par l'écoulement.

Par ailleurs, le comportement lors d'un lâcher est similaire pour un angle d'incidence de  $i = 4^\circ$ , un nombre de cavitation  $\sigma = 1.09$  et une vitesse de  $V = 8$  m/s, voir figure I.1 de l'annexe I.

### Distributions spatio-temporelles :

La figure 7.28 regroupe les diagrammes spatio-temporels du taux de vide  $\alpha$  (en haut) et de la puissance surfacique potentielle  $P_{2d}$  (en bas) pour un lâcher et demi. Le diagramme spatio-temporel de la puissance surfacique potentielle  $P_{2d}$  permet de voir l'évolution de l'agressivité à la surface du profil lors d'un lâcher. L'implosion du nuage vers  $x/c = 0.90$  et  $t * f = 0.4$  par l'oscillation précédente n'est pas considérée dans cette analyse.

Lors de la croissance de la poche, indiquée par une double flèche verte sur la figure 7.28 entre  $t * f = 0$  et  $t * f = 0.51$ , les pics en fermeture de poche sont très faibles et ne valent pas plus de  $P_{2d}/\rho V^3 = 0.01$ . Cette observation est en accord avec le fait que l'écoulement cavitant n'est pas agressif lors de la croissance de la poche. Petkovšek et Dular [104] ne voient pas de marques lors de la croissance de la poche en utilisant un film d'aluminium très mou collé sur un venturi transparent en plexiglass et une caméra rapide.

Par contre, quand le jet se développe et vient couper la poche entre  $t * f = 0.51$  et  $t * f = 0.79$  (double flèche rouge sur la figure 7.28), l'écoulement est agressif en particulier sur cinq zones spatio-temporelles.

Tout d'abord, la zone 1 (entourée par une ellipse rouge sur la figure 7.28) s'étend entre

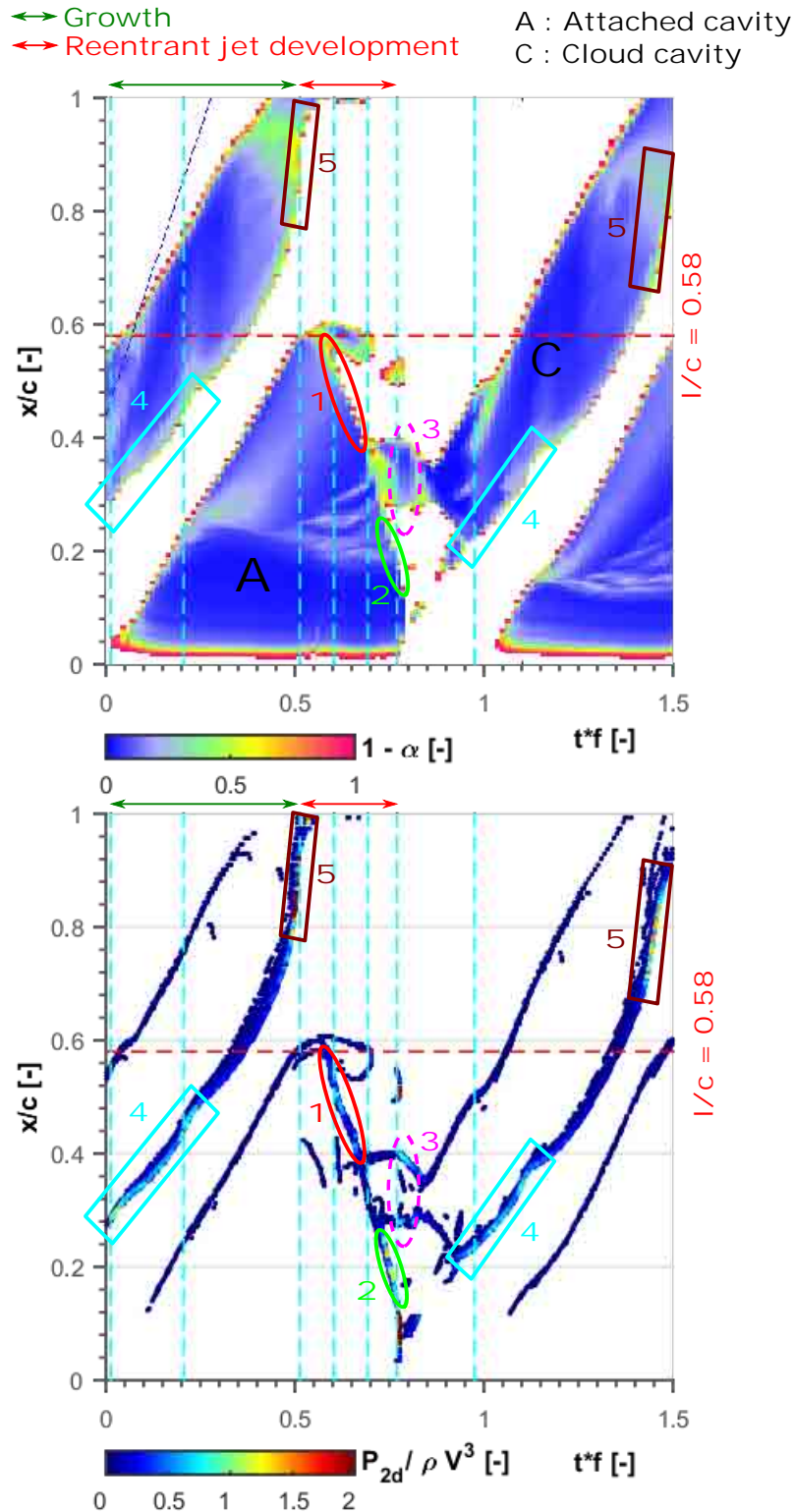


FIGURE 7.28 – Diagrammes spatio-temporels du taux de vide  $\alpha$  (en haut) et de la puissance surfacique potentielle  $P_{2d}$  (en bas) sur 10 lâchers. Les traits discontinus en bleu clair correspondent aux instants du cycle montrés dans la figure 7.27. Le trait discontinu rouge représente la longueur de poche  $l = 58$  mm estimée numériquement.  $t^* f$  correspond au temps  $t$  adimensionné par la fréquence de lâchers  $f$ . Pour plus de lisibilité, l'échelle de  $P_{2d} / \rho V^3$  est limitée entre 0.01 à 2. Les pics d'amplitude  $P_{2d} / \rho V^3 < 0.01$  sont en blanc et ceux d'amplitude supérieure à 2 sont en rouge foncé. ( $\sigma = 1.26$ ,  $V = 8$  m/s,  $i = 6^\circ$ ,  $l = 58$  mm et  $f = 41.1$  Hz)

$x/c = 0.60$  et  $0.38$  et  $t * f = 0.55$  et  $0.69$ . Les pics de cette zone ont lieu au niveau de la fermeture de poche et sont dus au jet rentrant, comme le pic n°1 à  $t * f = 0.61$  et les pics n°1 et 2 à  $t * f = 0.69$  sur la figure 7.27. Les pics de la zone 2 (entourée par une ellipse verte sur la figure 7.28) ont la même origine mais sont localisés entre  $x/c = 0.15$  et  $0.27$  et entre  $t * f = 0.71$  et  $0.78$ .

La zone 3 (entourée par une ellipse rose à trait discontinu sur la figure 7.28) se déroule quasiment au même moment que la zone 2 mais n'a pas la même origine physique. Elle débute à  $t * f = 0.79$  quand le jet rentrant a complètement détaché la poche en plusieurs structures, comme à  $t * f = 0.78$  ou  $t * f = 0.91$  sur la figure 7.27.

Entre  $t * f = 0.79$  et  $0.95$  environ ces structures se regroupent pour former un nuage de bulles et restent localisées entre  $x/c = 0.25$  et  $0.42$ .

Entre  $t * f = 0.95$  et  $t * f = 1.20$ , les mailles composant le nuage de bulles ont un taux de vide  $\alpha$  assez variable. Par exemple à  $t * f = 0.99$  sur la figure 7.27, le taux de vide  $\alpha$  varie entre 40 et 90% à l'intérieur du nuage. Par conséquent, le nuage est encore assez instable, en particulier en amont et génère des pics très puissants, comme le pic n°1 à  $t * f = 0.99$  sur la figure 7.27. Lorsque le nuage est convecté, sa partie amont est agressive et génère par conséquent des pics entre  $x/c = 0.2$  et  $0.4$ . Cela correspond à la zone 4, entourée par un rectangle bleu clair sur la figure 7.28.

Entre  $t * f = 1.20$  et  $1.4$  le nuage de bulles est convecté, l'écoulement cavitant est peu agressif.

Enfin la zone 5 (entourée par un rectangle marron sur la figure 7.28) se situe entre  $x/c = 0.7$  et  $0.9$  et  $t * f = 1.4$  et  $1.5$ . Dans cette zone, le nuage de bulles devient très instable, implose et génère des pics très puissants, comme le pic n°2 à  $t * f = 0.52$  sur la figure 7.27.

Par conséquent, lors d'un lâcher il y a trois types de pics. Les pics de la zone 1 et 2 sont dus au jet rentrant. Ceux de la zone 3 sont générés par le collapsus de petites structures de vapeur, comme celles de la figure 5.8 à  $t * f = 0.78$ . Ceux de la zone 4 et 5 sont le résultat de l'implosion du nuage de bulles.

D'autre part, comme attendu, les zones les plus agressives se situent aux endroits où la variation de taux de vide  $\alpha$  est la plus importante d'un pas de temps à un autre, voir le diagramme spatio-temporel du taux de vide de la figure 7.28.

Les pics puissants en dessous de  $x/c = 0.15$  ne sont pas analysés. Par conséquent, les prochaines analyses se font entre  $x/c = 0.15$  et  $1$ .

#### 7.3.4.2 Étude de l'agressivité sur plusieurs lâchers

La figure 7.29 montre les diagrammes spatio-temporels du (a) taux de vide  $\alpha$  et (b) de la puissance surfacique potentielle  $P_{2d}$  sur 3.5 lâchers pour  $\sigma = 1.26$ ,  $V = 8$  m/s,  $i = 6^\circ$ .

Le comportement périodique de la poche est clairement visible sur les diagrammes spatio-temporels de la puissance surfacique potentielle  $P_{2d}$ . Les zones 1, 2, 3, 4 et 5 repérées dans la section précédente se retrouvent d'un lâcher à un autre mais leurs positions selon  $x$

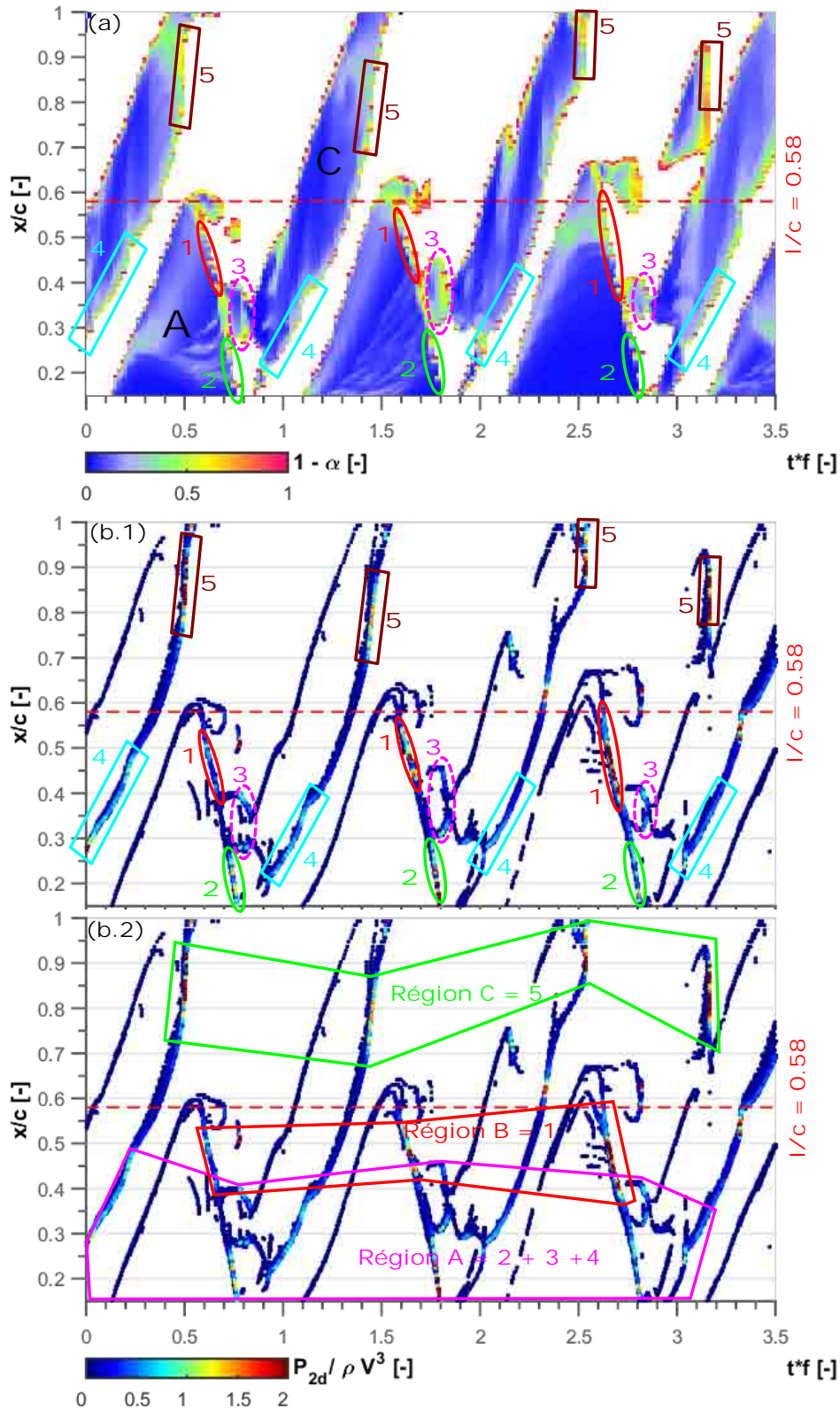


FIGURE 7.29 – Diagrammes spatio-temporels du (a) taux de vide  $\alpha$  et (b) de la puissance surfacique potentielle  $P_{2d}$  sur 3.5 lâchers. Le trait discontinu rouge représente la longueur de poche moyenne  $l$ .  $t * f$  correspond au temps  $t$  adimensionné par la fréquence de lâchers  $f$ . Pour plus de lisibilité, l'échelle de  $P_{2d} / \rho V^3$  est limitée entre 0.01 à 2. Les pics d'amplitude  $P_{2d} / \rho V^3 < 0.01$  sont en blanc et ceux d'amplitude supérieure à 2 sont en rouge foncé. ( $\sigma = 1.26$ ,  $V = 8$  m/s,  $i = 6^\circ$ ,  $l = 58$  mm et  $f = 41.1$  Hz)

peuvent se décaler, si la longueur de poche maximale change. Par exemple, entre le premier et le troisième lâcher la longueur de poche maximale est passée de 58 mm à 65 mm. La zone 1 s'étend donc de  $x/c = 0.28$  à  $0.59$  pour le troisième lâcher au lieu de  $x/c = 0.38$  à  $0.55$ .

D'autre part, même si l'évolution est identique, certains lâchers sont plus agressifs que d'autres. Le premier lâcher est quasiment 3 fois moins agressif que le deuxième lâcher dans toutes les zones.

Pour voir la variation selon  $x$  des différentes zones, trois régions sont tracées sur la figure 7.29.(b.2) :

- La région A encadrée en rose regroupant les zones 2, 3 et 4.
- La région B encadrée en rouge regroupant la zone 1.
- La région C encadrée en vert regroupant la zone 5.

Ces trois régions permettront dans les paragraphes 7.3.5.1 ou 7.3.6 d'expliquer la distribution selon  $x$  de la puissance d'agressivité moyenne définie dans la section 7.3.3.

### 7.3.5 Influence de la longueur de poche

D'après le chapitre 5, le nombre de cavitation  $\sigma$  et l'incidence  $i$  imposent le type de cavitation et en particulier la longueur de poche  $l$  et la fréquence de lâcher  $f$ . Cette partie se concentre sur l'influence du nombre de cavitation  $\sigma$  et de l'incidence  $i$ , sur les diagrammes spatio-temporels de la puissance surfacique  $P_{2d}$  et l'agressivité moyenne  $P_{mean}$  le long de la corde.

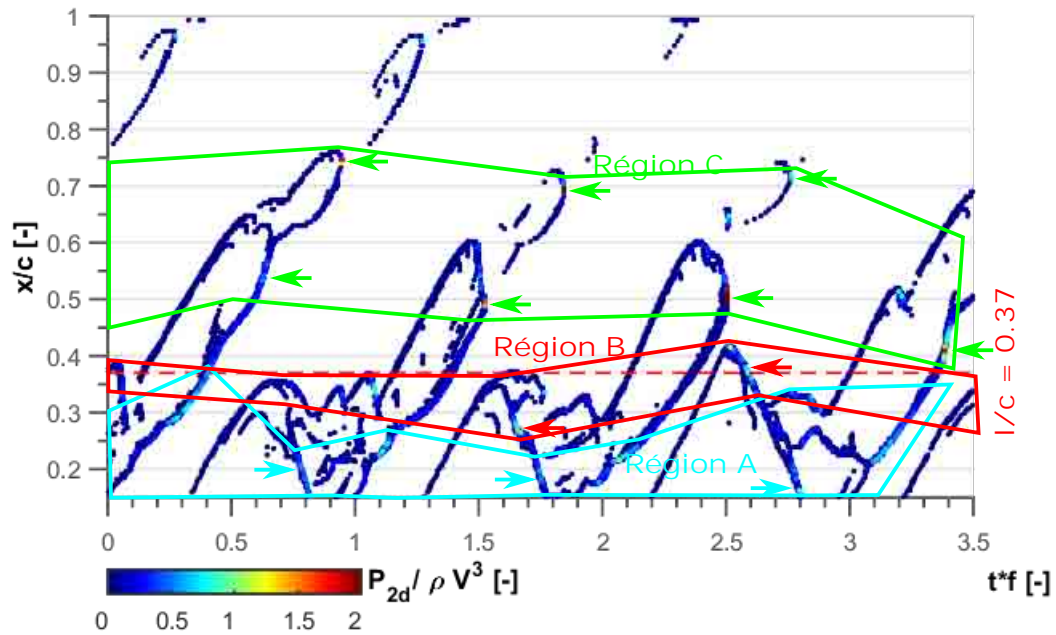
#### 7.3.5.1 Influence du nombre de cavitation

##### Diagrammes spatio-temporels de puissance surfacique :

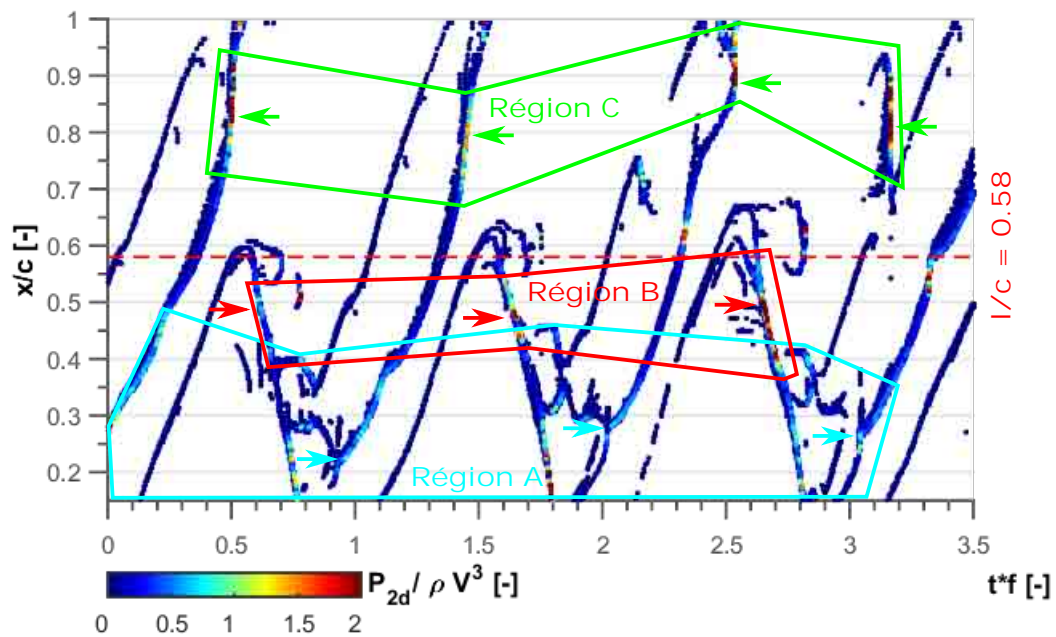
La figure 7.30 montre les diagrammes spatio-temporels de la puissance surfacique  $P_{2d}$  pour une vitesse fixée à  $V = 8.00$  m/s et une incidence de  $i = 6^\circ$ . Seul le nombre de cavitation  $\sigma$  varie et vaut (a)  $\sigma = 1.46$  et (b)  $\sigma = 1.26$ .

Comme observé dans la section 5.5.1 du chapitre 5, le nombre de cavitation  $\sigma$  impacte la longueur de poche  $l$ , plus il est grand et plus la longueur de poche  $l$  est petite. La longueur de poche  $l$  est donc de  $l = 37$  mm pour un nombre de cavitation de  $\sigma = 1.46$  et de  $l = 58$  mm pour un nombre de cavitation de  $\sigma = 1.26$ .

Par conséquent, pour un nombre de cavitation  $\sigma = 1.46$ , les zones de plus forte agressivité sont concentrées entre  $x/c = 0.16$  et  $0.37$  dans les régions A et B, voir figure 7.30.(a). De plus, la région C située entre  $x/c \sim 0.45$  et  $0.80$  comprend aussi des pics puissants,  $P_{2d}/\rho V^3 > 2$ . D'autre part, il y a une basse fréquence très marquée pour ce point de fonctionnement, de  $f_{BF} \sim 11$  (voir tableau 7.4 et section 5.3.3 du chapitre 5). La position des pics, indiquée par des flèches vertes, rouges ou bleus sur la figure 7.30.(a), varie donc beaucoup d'un lâcher à un autre. Les régions A et B se superposent. Les régions C et B se



(a)  $\sigma = 1.46, V = 8 \text{ m/s}, i = 6^\circ, l = 37 \text{ mm}$  et  $f = 66.5 \text{ Hz}$



(b)  $\sigma = 1.26, V = 8 \text{ m/s}, i = 6^\circ, l = 58 \text{ mm}$  et  $f = 41.1 \text{ Hz}$

FIGURE 7.30 – Diagrammes spatio-temporels de la puissance surfacique potentielle instantanée  $P_{2d}$  sur 3 lâchers pour deux points de fonctionnement. Le trait horizontal discontinu rouge représente la longueur de poche  $l$  estimée numériquement.  $t * f$  correspond au temps  $t$  adimensionné par la fréquence de lâchers  $f$ . Pour plus de lisibilité, l'échelle de  $P_{2d} / \rho V^3$  est limitée entre 0.01 à 2. Les pics d'amplitude  $P_{2d} / \rho V^3 < 0.01$  sont en blanc et ceux d'amplitude supérieure à 2 sont en rouge foncé.



superposent même sur certains lâchers. Par exemple, la région C débute vers  $x/c = 0.40$  pour  $t * f = 3.4$  sur la figure 7.30.(a).

Par ailleurs, pour un nombre de cavitation  $\sigma = 1.26$ , une première série de pics plus puissants s'étend entre  $x/c = 0.15$  et  $0.60$ , dans les régions A et B de la figure 7.30.(b). Ces deux régions A et B se superposent entre  $x/c = 0.40$  et  $0.45$ . La région C plus en aval, entre  $x/c = 0.70$  et  $0.95$ , concentre aussi des pics plus puissants,  $P_{2d}/\rho V^3 > 2$ .

Ainsi, les mêmes régions sont observées pour un nombre de cavitation  $\sigma = 1.46$  ou  $\sigma = 1.26$ . Par contre, pour  $\sigma = 1.26$  et une vitesse de  $V = 8.00$  m/s, la basse fréquence est moins forte et les positions des pics indiquées par des flèches sont beaucoup moins dispersées que pour  $\sigma = 1.46$ . La région C en particulier est deux fois plus large pour un nombre de cavitation  $\sigma = 1.46$  que pour  $\sigma = 1.26$ .

### Agressivité moyenne :

La figure 7.31 regroupe la puissance d'agressivité moyenne  $P_{mean}$  en fonction de la position  $x/c$  sur le profil pour deux points de fonctionnement à une incidence et une vitesse fixées à  $i = 6^\circ$  et  $V = 8.00$  m/s. Seul le nombre de cavitation varie et vaut (a)  $\sigma = 1.46$  et (b)  $\sigma = 1.26$ .

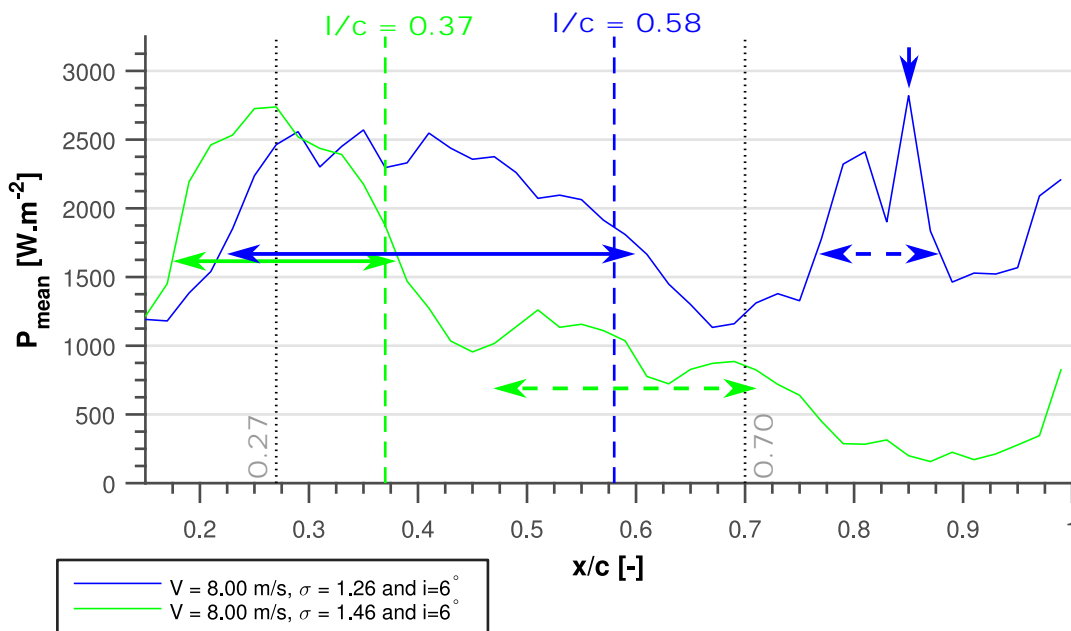


FIGURE 7.31 – Évolution de l'agressivité moyenne  $P_{mean}$  le long de la corde  $x/c$  pour deux points de fonctionnement à une même vitesse  $V = 8$  m/s et incidence  $i = 6^\circ$  :  $\sigma = 1.26$  et  $i = 6^\circ$  en bleu,  $\sigma = 1.46$  et  $i = 6^\circ$  en vert.

Comme le nombre de cavitation  $\sigma$  est différent, la longueur de poche  $l$  est de  $l/c = 0.37$  pour  $\sigma = 1.46$  et de  $l/c = 0.58$  pour  $\sigma = 1.26$ .

Pour un nombre de cavitation  $\sigma = 1.46$  et une vitesse de  $V = 8$  m/s, une première zone plus agressive, indiquée par une flèche horizontale verte sur la figure 7.31, s'étend entre  $x/c = 0.19$  et  $0.38$ . La puissance d'agressivité sur cette zone moyenne est à peu

près constante et vaut  $P_{mean} = 2500 \text{ W/m}^{-2}$ . Elle correspond à la superposition des pics des régions A et B, voir figure 7.30.(a). Une seconde zone moins agressive se situe entre  $x/c = 0.47$  et  $0.70$  environ (indiquée par une flèche horizontale verte en pointillé sur la figure 7.31). Elle est due au collapsus du nuage de bulles et aux pics de la région C, voir figure 7.30.(a).

Pour un nombre de cavitation  $\sigma = 1.26$  et une vitesse de  $V = 8 \text{ m/s}$ , une première zone plus agressive se localise entre  $x/c = 0.25$  et  $0.61$ , indiquée par une flèche horizontale bleue sur la figure 7.31. Cette zone est due à la superposition des pics des régions A et B, voir figure 7.30.(b). Un peu plus en aval, entre  $x/c = 0.78$  et  $0.88$  (indiquée par une flèche horizontale bleue à pointillé sur la figure 7.31), l'agressivité moyenne  $P_{mean}$  est aussi plus forte,  $P_{mean} > 1700 \text{ W/m}^{-2}$  avec un maximum de  $P_{mean} \sim 3000 \text{ W/m}^{-2}$  à  $x/c = 0.86$ . Elle est causée par les pics de la région C, voir figure 7.30.(b).

Ainsi, les deux zones de plus forte agressivité sont directement liées au nombre de cavitation  $\sigma$ , et donc à la longueur de poche  $l$ . En effet, la première zone au bord d'attaque du profil se situe entre  $x/c \sim 0.20$  et la longueur de poche  $l$  et est large d'environ 55% de la longueur de poche  $l$ . D'autre part, la seconde zone est causée par le collapsus plus global du nuage de bulles en aval du profil. Dans les deux cas, elle se localise autour de 1.5 fois la longueur de poche  $l$ , comme observé dans la section 5.4.2.1 du chapitre 5. Par contre, cette zone est plus large pour un nombre de cavitation de  $\sigma = 1.46$  que pour  $\sigma = 1.26$ .

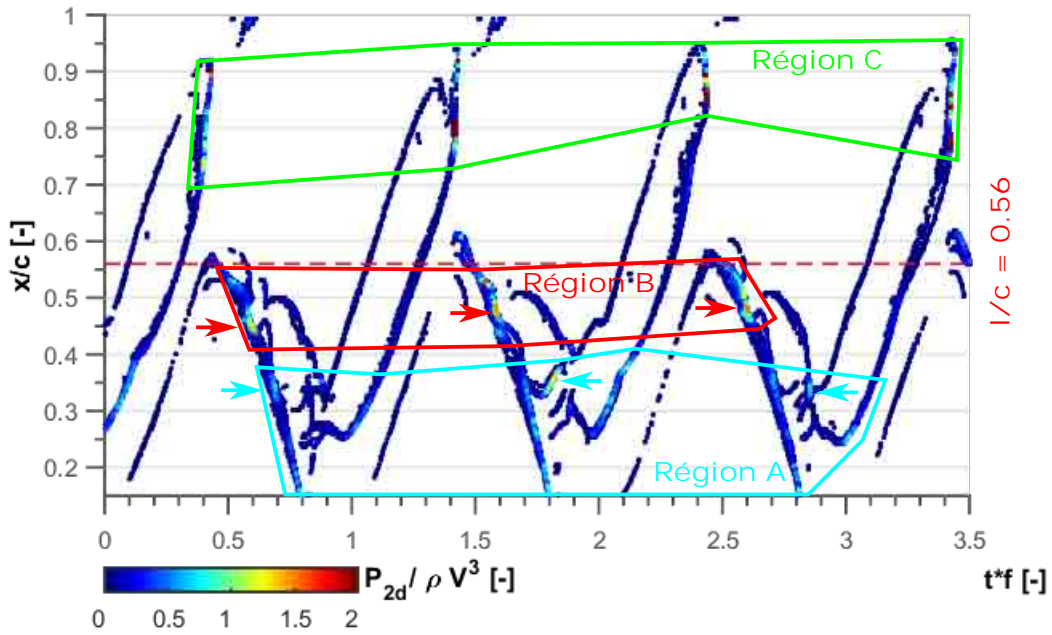
### 7.3.5.2 Influence de l'incidence

#### Diagrammes spatio-temporels de puissance surfacique :

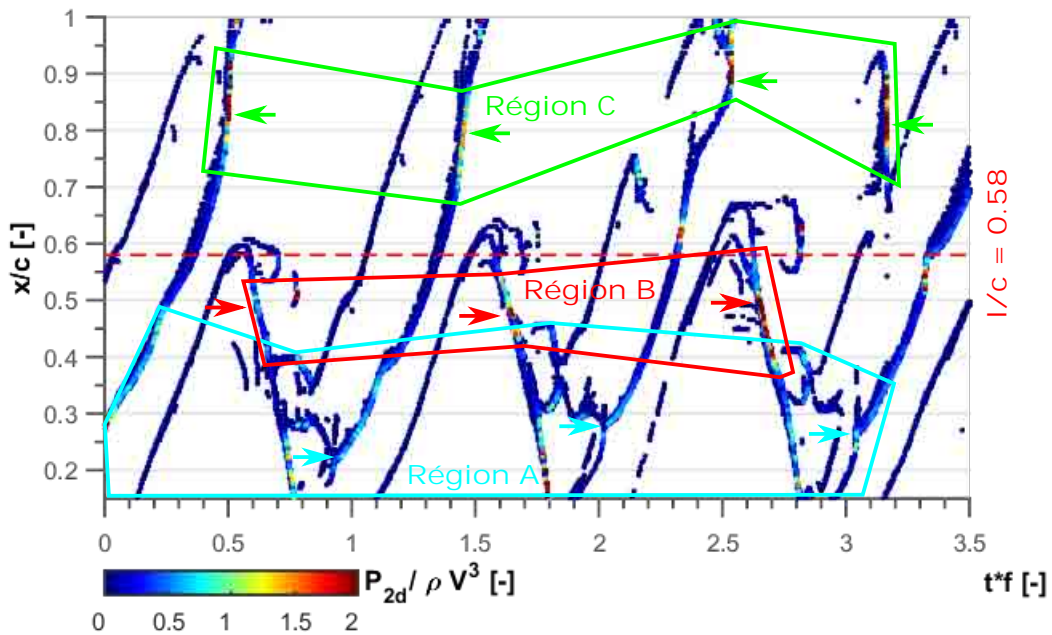
Les diagrammes spatio-temporels de la puissance surfacique potentielle pour une incidence de (a)  $i = 4^\circ$  et (b)  $i = 6^\circ$  sont tracés sur la figure 7.32.

Pour un nombre de cavitation  $\sigma = 1.09$  et une incidence  $i = 4^\circ$ , la longueur de poche maximale est très stable égale à  $l/c = 0.56$ , figure 7.32.(a). C'est pourquoi sur la figure 7.32.(a), les régions A, B et C ne changent pas de largeur selon  $x$  d'un lâcher à un autre. Les régions A, B et C sont clairement séparées et se situent respectivement entre  $x/c = 0.15$  et  $0.40$ , entre  $x/c = 0.40$  et  $0.58$  et entre  $x/c = 0.70$  et  $0.95$ . D'autre part, il y a très peu de pics puissants vers  $x/c = 0.40$ . Les maximums se concentrent autour de  $x/c = 0.32$  dans la région A (indiqués par des flèches bleues claires sur la figure 7.32.(a)) et  $x/c = 0.50$  dans la région B (indiqués par des flèches rouges sur la figure 7.32.(a)).

Par contre, pour un nombre de cavitation  $\sigma = 1.26$  et une incidence  $i = 6^\circ$ , la longueur de poche maximale fluctue beaucoup plus d'après la figure 7.32.(b), que pour un nombre de cavitation de  $\sigma = 1.09$  et une incidence de  $i = 4^\circ$ . Les régions A, B et C sont plus larges et s'étendent respectivement de  $x/c = 0.15$  à  $0.45$ , de  $x/c = 0.35$  à  $0.60$  et de  $x/c = 0.7$  à  $1$ . Les régions A et B se superposent en partie. La position de certains pics puissants sur la région A (indiqués par des flèches bleues sur la figure 7.32.(b)) et sur la région B (indiqués par des flèches rouges sur la figure 7.32.(b)) est plus variable d'un lâcher à un autre.



(a)  $\sigma = 1.09$ ,  $V = 8 \text{ m/s}$ ,  $i = 4^\circ$ ,  $l = 56 \text{ mm}$  et  $f = 42.6 \text{ Hz}$



(b)  $\sigma = 1.26$ ,  $V = 8 \text{ m/s}$ ,  $i = 6^\circ$ ,  $l = 58 \text{ mm}$  et  $f = 41.1 \text{ Hz}$

FIGURE 7.32 – Diagrammes spatio-temporels de la puissance surfacique potentielle instantanée  $P_{2d}$  sur 3.5 lâchers pour deux points de fonctionnement. Le trait horizontal discontinu rouge représente la longueur de poche  $l$  estimée numériquement.  $t * f$  correspond au temps  $t$  adimensionné par la fréquence de lâchers  $f$ . Pour plus de lisibilité, l'échelle de  $P_{2d}/\rho V^3$  est limitée entre 0.01 à 2. Les pics d'amplitude  $P_{2d}/\rho V^3 < 0.01$  sont en blanc et ceux d'amplitude supérieure à 2 sont en rouge foncé.

D'autre part, la puissance potentielle surfacique instantanée  $P_{2d}$  est toujours plus grande pour  $\sigma = 1.26$  et  $i = 6^\circ$ , que pour  $\sigma = 1.09$  et  $i = 4^\circ$ , voir figure 7.32.

### Agressivité moyenne :

La figure 7.33 regroupe la puissance d'agressivité moyenne  $P_{mean}$  en fonction de la position  $x/c$  sur le profil pour deux points de fonctionnement. La longueur de poche  $l$  est tracée en trait discontinu pour chaque cas. La vitesse est égale à 8 m/s pour ces deux points de fonctionnement, seuls le nombre de cavitation  $\sigma$  et l'incidence  $i$  changent.

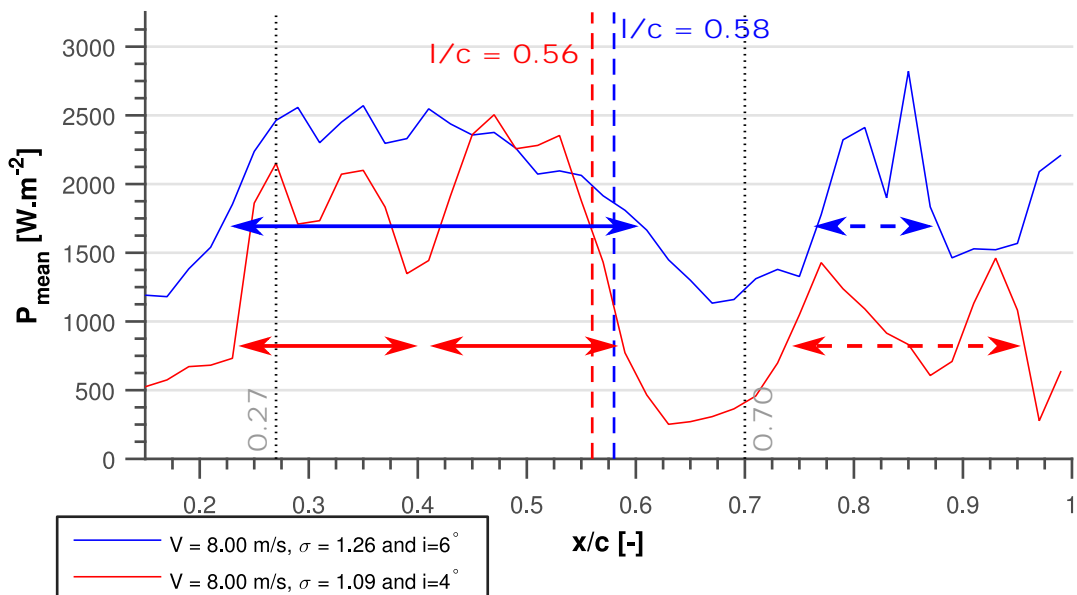


FIGURE 7.33 – Évolution de l'agressivité moyenne le long de la corde pour deux points de fonctionnement à une même vitesse  $V = 8$  m/s :  $\sigma = 1.26$  et  $i = 6^\circ$  en bleu,  $\sigma = 1.09$  et  $i = 4^\circ$  en rouge.

Pour un nombre de cavitation  $\sigma = 1.26$  et une incidence  $i = 6^\circ$  (en bleu sur la figure 7.33), une première zone plus agressive se situe entre  $x/c = 0.25$  et  $0.61$ , avec une agressivité moyenne quasiment constante,  $P_{mean} \sim 2200$   $W/m^2$ . L'agressivité moyenne est maximale vers  $x/c = 0.85$ .

D'après la figure 7.32.(b), les régions A et B se superposent en partie et les positions des pics plus puissants d'un lâcher à un autre sont très variables. Cela explique pourquoi, pour un nombre de cavitation  $\sigma = 1.26$  et une incidence  $i = 6^\circ$  il n'y a pas de maximum très marqué et plutôt un plateau d'agressivité moyenne entre  $x/c = 0.25$  et  $0.61$ .

Pour un nombre de cavitation  $\sigma = 1.09$  et une incidence  $i = 4^\circ$  (en rouge sur la figure 7.33), une première zone plus agressive est observée entre  $x/c = 0.25$  et  $x/c = 0.40$  avec un maximum à  $x/c = 0.3$  ( $P_{mean} = 2100$   $W \cdot m^{-2}$ ). Une seconde zone plus agressive se situe entre  $x/c = 0.40$  et  $0.58$  avec un maximum à  $x/c = 0.5$  ( $P_{mean} = 2500$   $W \cdot m^{-2}$ ). L'agressivité moyenne est aussi plus forte vers  $x/c = 0.85$ . D'après la figure 7.32.(a), les régions A et B sont bien séparées, pour un nombre de cavitation  $\sigma = 1.09$  et une incidence  $i = 4^\circ$ . Par conséquent, le premier plateau d'agressivité moyenne entre  $x/c = 0.25$  et  $0.41$  est dû aux pics de la région A et le second entre  $x/c = 0.40$  et  $0.58$  à ceux de la région B.

Dans les deux cas, l'agressivité moyenne  $P_{mean}$  est plus importante dans la zone où le nuage de bulles implose, c'est à dire vers  $x/c = 0.85$ .  $x/c = 0.85$  correspond bien à environ 1.5 fois la longueur de poche  $l$ , comme observé dans la section 5.4.2.1 du chapitre 5. Cette zone plus agressive se situe entre  $x/c = 0.75$  et  $0.95$  pour un nombre de cavitation  $\sigma = 1.09$  et une incidence de  $i = 4^\circ$  (indiquée par une flèche rouge en pointillé) et entre  $x/c = 0.77$  et  $0.88$  pour un nombre de cavitation  $\sigma = 1.26$  et une incidence de  $i = 6^\circ$  (indiquée par une flèche bleue en pointillé).

### 7.3.5.3 Conclusion partielle

En conclusion, l'écoulement est plus agressif dans la région entre le bord d'attaque et la longueur de poche  $l$ . Cette région correspond aux régions A et B, définies dans les figures 7.30 et 7.32.

Dans les trois cas présentés dans les figures 7.31 et 7.33, l'agressivité moyenne  $P_{mean}$  est divisée par deux au delà de la longueur de poche sauf où le nuage de bulles implose. Cette troisième zone correspond aux pics se situant dans la zone C, définie dans les figures 7.30 et 7.32.

Il est important de noter que la valeur maximale de l'agressivité moyenne  $P_{mean}$  dans la zone instrumentée est la même pour les trois cas et est de  $P_{mean} \sim 2500 \text{ W.m}^{-2}$  pour une vitesse de  $V = 8.0 \text{ m/s}$ . La basse fréquence a une influence non négligeable sur la distribution d'agressivité moyenne, voir section 5.3.3 du chapitre 5.

Par exemple, la puissance potentielle surfacique instantanée est plus grande pour  $\sigma = 1.26$  et  $i = 6^\circ$ , que pour  $\sigma = 1.09$  et  $i = 4^\circ$ , voir figure 7.32. Cependant, les distributions d'impacts sont plus dispersées le long de la corde à  $6^\circ$  qu'à  $4^\circ$ , à cause de la basse fréquence. Ainsi, malgré une amplitude instantanée plus faible, les impacts sont plus concentrés à  $4^\circ$  et le maximum d'agressivité moyenne  $P_{mean}$  est du même ordre de grandeur pour les deux incidences.

## 7.3.6 Influence de la vitesse

Cette partie se focalise sur l'influence de la vitesse quand l'incidence et le nombre de cavitation sont fixés.

### 7.3.6.1 Pour une incidence de $i = 4^\circ$ et un nombre de cavitation $\sigma \sim 1.1$ :

#### Diagrammes spatio-temporels :

La figure 7.34 montre les diagrammes spatio-temporels de la puissance surfacique potentielle  $P_{2d}$  pour 5 lâchers avec un nombre de cavitation et une incidence fixés à  $\sigma \sim 1.1$  et  $i = 4^\circ$  pour  $V$  variant entre 6 et 10 m/s. Sur ces diagrammes, il est possible de distinguer trois régions, A, B et C.

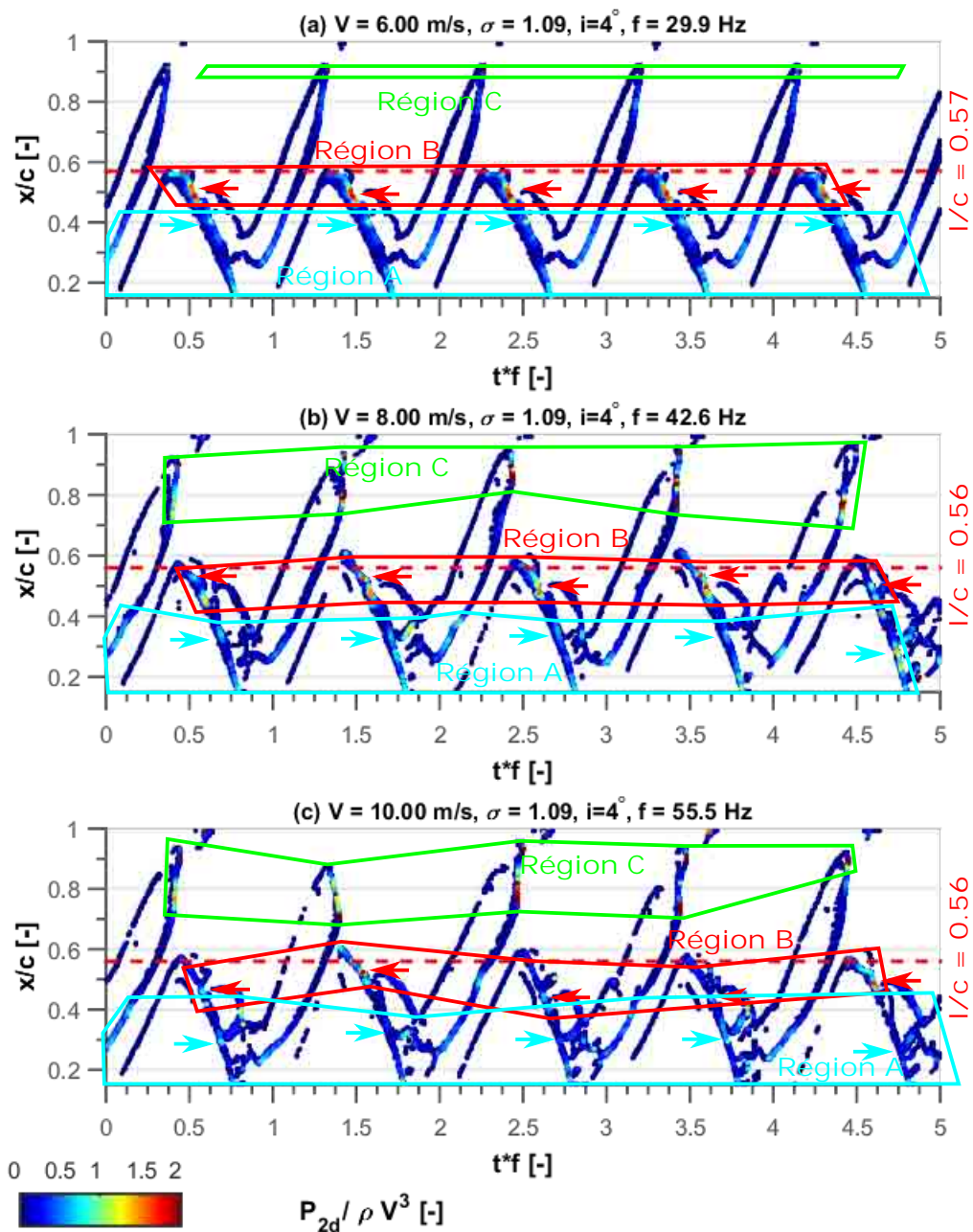


FIGURE 7.34 – Diagrammes spatio-temporels de la puissance surfacique potentielle  $P_{2d}$  pour trois points de fonctionnement à un nombre de cavitation de  $\sigma = 1.09$ , une incidence de  $i = 4^\circ$  et pour des vitesses différentes : (a)  $V = 6 \text{ m/s}$ , (b)  $V = 8 \text{ m/s}$  et (c)  $V = 10 \text{ m/s}$ .  $t * f$  correspond au temps  $t$  adimensionné par la fréquence de lâchers  $f$ . Pour plus de lisibilité, l'échelle de  $P_{2d} / \rho V^3$  est limitée entre 0.01 à 2. Les pics d'amplitude  $P_{2d} / \rho V^3 < 0.01$  sont en blanc et ceux d'amplitude supérieure à 2 sont en rouge foncé.

( $\sigma \sim 1.1$ ,  $i = 4^\circ$ )

Tout d'abord pour des vitesses de moins de  $V = 8$  m/s voir figure 7.34.(a) et (b), ces régions sont très stables et leurs positions ou largeurs varient très peu d'un lâcher à un autre. D'autre part, les régions A et B ne se superposent pas.

Par contre pour une vitesse de  $V = 10$  m/s, la position et la largeur des régions A, B et C varient plus d'un lâcher à un autre. Les régions A et B sont bien moins séparées et peuvent très légèrement se superposer. Cette différence est due à la basse fréquence sur la longueur de poche maximale, qui change plus d'un lâcher à un autre pour une vitesse de  $V = 10$  m/s que pour des vitesses plus faibles.

**Agressivité moyenne :**

La figure 7.35 montre l'agressivité moyenne en fonction de la position pour une vitesse  $V$  variant entre 6 et 10 m/s et une incidence et un nombre de cavitation respectivement fixés à  $i = 4^\circ$  et  $\sigma = 1.09$ .

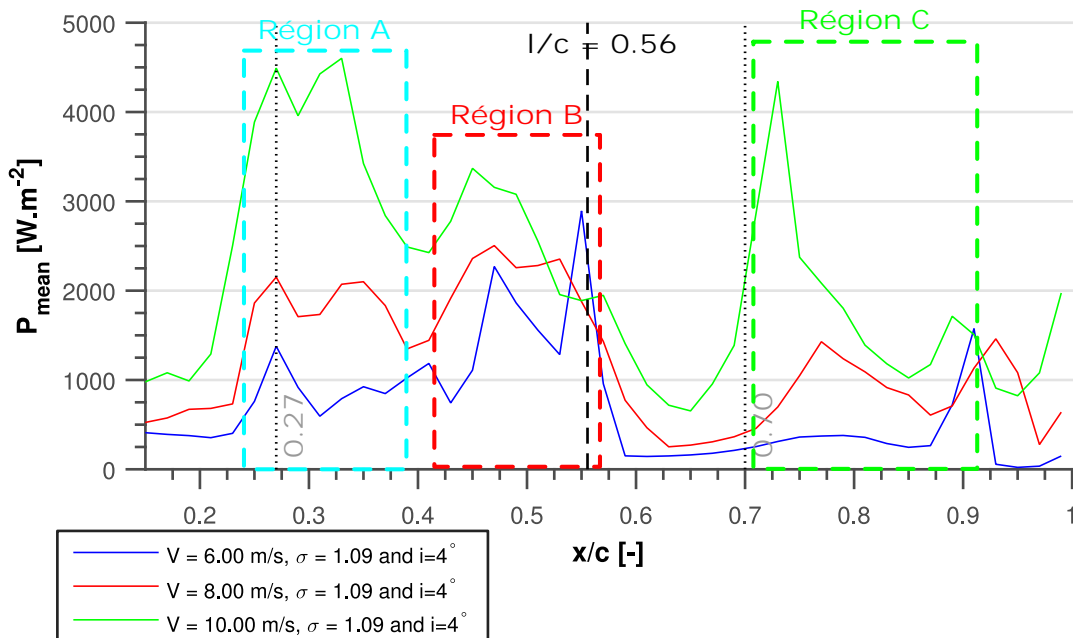


FIGURE 7.35 – Agressivité moyenne en fonction de la position sur le profil pour différentes vitesses,  $V = 6.0$  m/s en bleu,  $V = 8.0$  m/s en rouge et  $V = 10.0$  m/s en vert. La longueur de poche de  $l \sim 56$  mm est représentée par le trait discontinu noir et correspond à la moyenne des longueurs de poche des trois points.

( $\sigma \sim 1.1, i = 4^\circ$ )

Pour une incidence  $i = 4^\circ$  et pour toutes les vitesses, l'agressivité moyenne  $P_{mean}$  est plus forte sur deux zones entre  $x/c = 0.22$  et  $0.40$  et entre  $x/c = 0.40$  et  $0.61$  avec des maximums locaux à  $x/c = 0.30$  et  $0.45$ . Un autre pic d'agressivité moyenne se situe à  $x/c = 0.75$ , sauf pour  $V = 6$  m/s où il est à  $x/c = 0.9$ .

Avec les diagrammes de la figure 7.34, la distribution de l'agressivité moyenne  $P_{mean}$  le long du profil peut être expliquée. Pour les trois cas, la zone entre  $x/c = 0.22$  et  $0.40$  est due aux pics de la région A (entourée en bleu clair) et celle entre  $x/c = 0.40$  et  $0.58$  est due

à la région B (entourée en rouge). Alors que la position des pics indiqués par des flèches rouges et roses varie très peu d'un lâcher à un autre pour  $V = 6$  m/s, pour  $V = 8$  m/s elle se disperse légèrement et plus encore pour  $V = 10$  m/s, où une basse fréquence est estimée numériquement.

D'autre part, l'agressivité moyenne pour  $V = 10$  m/s est trois fois plus grande que celle pour  $V = 6$  m/s.

### 7.3.6.2 Pour une incidence de $i = 6^\circ$ et un nombre de cavitation $\sigma \sim 1.3$ :

#### Diagrammes spatio-temporels :

La figure 7.36 montre les diagrammes spatio-temporels de la puissance surfacique potentielle  $P_{2d}$  pour 5 lâchers avec un nombre de cavitation et une incidence fixés à  $\sigma \sim 1.3$  et  $i = 6^\circ$  pour  $V$  variant entre 6 et 10 m/s. Pour chaque cas de la figure 7.36, trois régions sont repérées, A, B et C.

Pour une vitesse de  $V = 6$  m/s, la position et la largeur des régions varient peu d'un lâcher à un autre. Par contre, plus la vitesse est grande et plus la position et la largeur des régions ont tendance à se disperser d'un lâcher à un autre. En particulier, pour une vitesse de  $V = 10$  m/s, la longueur de poche maximale  $l_{max}$  varie beaucoup d'un lâcher à un autre. Cela rend plus difficile de repérer la région B pour une vitesse de  $V = 10$  m/s.

#### Agressivité moyenne :

La figure 7.37 montre l'agressivité moyenne  $P_{mean}$  en fonction de la position pour une vitesse  $V$  variant entre 6 et 10 m/s et une incidence et un nombre de cavitation respectivement fixés à  $i = 6^\circ$  et  $\sigma = 1.26$ .

Les trois cas de la figure 7.37 présentent une zone plus agressive entre  $x/c = 0.2$  et  $0.62$ . En effet, pour les 3 cas la longueur de poche est d'environ  $l/c \sim 0.58$  et d'après la section 7.3.5.1 une première zone d'agressivité s'étend entre  $x/c = 0.2$  et la longueur de poche. Elle est due à la superposition des régions A et B, voir figure 7.36.

D'autre part, l'agressivité moyenne  $P_{mean}$  augmente de nouveau entre  $x/c = 0.73$  et  $0.90$ . L'augmentation dans cette zone est due à la région C, voir figure 7.36.

Néanmoins, pour  $V = 10$  m/s, la fin de la première zone et la position de l'implosion du nuage sont un peu plus en amont que les autres cas, respectivement de  $x/c = 0.58$  au lieu de  $0.62$  et de  $x/c = 0.75$  au lieu de  $x/c = 0.80$ . Cette différence s'explique par une fluctuation plus importante de la longueur de poche maximale pour  $V = 10$  m/s.

De plus, l'agressivité moyenne augmente avec la vitesse de l'écoulement. Dans la zone de forte agressivité entre  $x/c = 0.2$  et  $0.62$ , l'agressivité moyenne est presque triplée entre  $V = 6$  m/s et  $V = 10$  m/s.



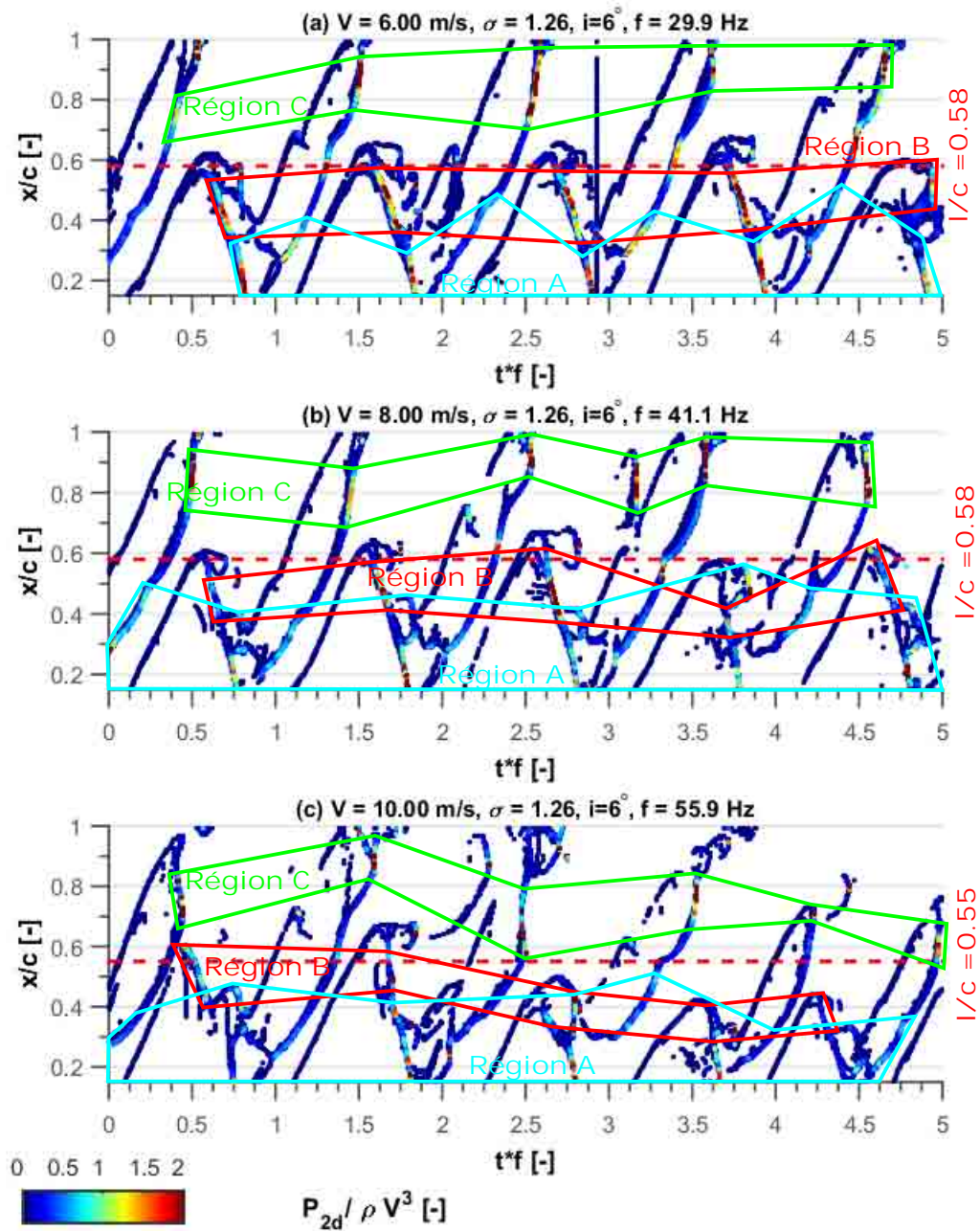


FIGURE 7.36 – Diagrammes spatio-temporels de la puissance surfacique potentielle  $P_{2d}$  pour trois points de fonctionnement à un nombre de cavitation de  $\sigma \sim 1.3$ , une incidence de  $i = 6^\circ$  et pour des vitesses différentes : (a)  $V = 6 \text{ m/s}$ , (b)  $V = 8 \text{ m/s}$  et (c)  $V = 10 \text{ m/s}$ .  $t * f$  correspond au temps  $t$  adimensionné par la fréquence de lâchers  $f$ . Pour plus de lisibilité, l'échelle de  $P_{2d} / \rho V^3$  est limitée entre 0.01 à 2. Les pics d'amplitude  $P_{2d} / \rho V^3 < 0.01$  sont en blanc et ceux d'amplitude supérieure à 2 sont en rouge foncé.

( $\sigma \sim 1.3$ ,  $i = 6^\circ$ )

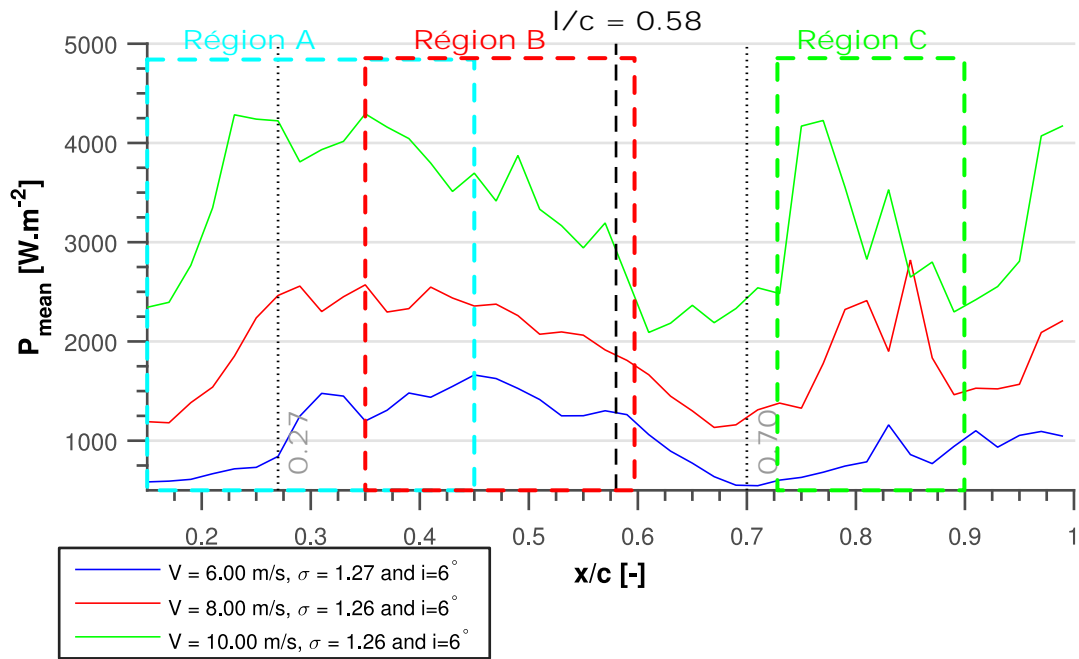


FIGURE 7.37 – Agressivité moyenne en fonction de la position sur le profil pour différentes vitesses,  $V = 6.0 \text{ m/s}$  en bleu,  $V = 8.0 \text{ m/s}$  en rouge et  $V = 10.0 \text{ m/s}$  en vert. La longueur de poche de  $l \sim 58 \text{ mm}$  est représentée par le trait discontinu noir.

( $\sigma \sim 1.3$ ,  $i = 6^\circ$  et  $l \sim 58 \text{ mm}$ )

### 7.3.6.3 Conclusion partielle

Ainsi, que ce soit pour  $4^\circ$  (figure 7.35) ou pour  $6^\circ$  (figure 7.37) l'agressivité moyenne est fortement influencée par la vitesse de l'écoulement et augmente avec celle-ci. Cette observation est en accord avec les mesures expérimentales [9, 35, 55, 103] et les calculs numériques [35, 42, 82, 83].

La position de la zone la plus agressive est corrélée à la longueur de cavité, quelle que soit la vitesse de l'écoulement. Cependant la position et la largeur des régions A, B et C sur les diagrammes spatio-temporels de la puissance surfacique  $P_{2d}$  peuvent varier d'une vitesse à une autre.

Pour  $\sigma = 1.09$  et  $i = 4^\circ$ , il y a deux zones plus agressives entre  $x/c = 0.22$  et  $0.40$  et entre  $0.40$  et  $x/c = 0.58$ , voir figure 7.35. La première zone est due aux pics de la région A alors que la seconde est causée par les pics de la région B. Pour les trois vitesses, les régions A et B sont bien distinctes, même si pour  $V = 10 \text{ m/s}$  il y a une légère superposition.

Par contre, pour  $\sigma = 1.26$  et  $i = 6^\circ$ , il y a une zone plus agressive entre  $x/c = 0.25$  et  $x = 0.62$  à cause de la superposition partielle des régions A et B.

Cette superposition entre les régions A et B est directement liée à la basse fréquence sur la longueur de poche maximale, qui est plus marquée à forte vitesse et pour l'incidence de  $i = 6^\circ$ .

## 7.4 Comparaison entre expérience et numérique

Dans cette partie, les résultats numériques et expérimentaux concernant l'agressivité de cavitation sont comparés qualitativement, afin de voir si la localisation de la zone d'agressivité est la même. Numériquement, toutes les structures sont prises en compte, indépendamment de leur distance à la paroi, voir section 7.3.2.

Pour rappel, la zone de plus forte agressivité est estimée :

- Expérimentalement, à partir de l'évolution de la fréquence  $\dot{N}$  le long de la corde dans la section 7.2.3.
- Numériquement, avec l'agressivité moyenne  $P_{mean}$  en fonction de la position dans la section 7.3.5.

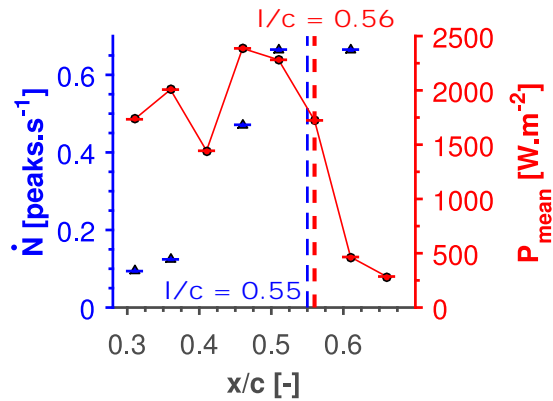
Le tableau 7.5 regroupe ces estimations et les caractéristiques de chaque point étudié.

TABLEAU 7.5 – Récapitulatif des caractéristiques des cas expérimentaux et numériques tracés sur la figure 7.38.

	$i$ °	$V$ m/s	$\sigma$ -	$l$ mm	$f$ Hz	$St = fl/V$ -	$Stc = fc/V$	Zone agressive mm - mm
<b>Num</b>	4	8.0	1.09	56 ~ 5	42.6	0.30	0.53	22 - 40 / 40 - 58
<b>Expe</b>		8.0	1.13	55 ~ 5	48.3	0.33	0.60	36 - 61
<b>Num</b>	4	10.0	1.09	56 ~ 5	55.5	0.31	0.56	22 - 40 / 40 - 58
<b>Expe</b>		10.4	1.13	56 ~ 5	76.4	0.41	0.73	36 - 61
<b>Num</b>	6	8.0	1.26	58 ~ 10	41.1	0.30	0.51	25 - 62
<b>Expe</b>		8.0	1.27	55 ~ 5	44.9	0.31	0.56	40 - 80
<b>Num</b>	6	10.0	1.26	55 ~ 10	55.9	0.32	0.56	25 - 62
<b>Expe</b>		10.0	1.29	60 ~ 5	53.0	0.32	0.53	40 - 80

La figure 7.38 montre l'évolution de la fréquence des pics  $\dot{N}$  (en bleu) et de l'agressivité moyenne  $P_{mean}$  (en rouge) sur des capteurs numériques situés à la même position et de la même largeur (2 mm) que ceux expérimentaux.

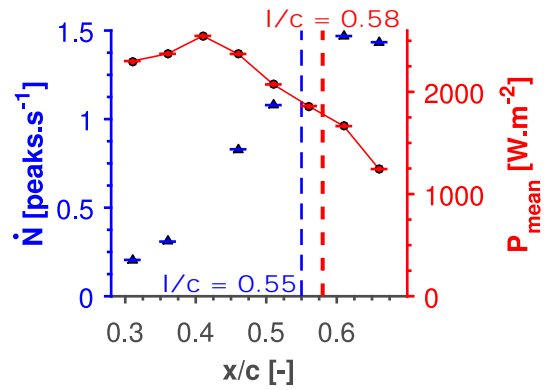
Pour une incidence de  $i = 4^\circ$ , les résultats sont regroupés sur les figures 7.38.(a) et (c). A une vitesse de  $V = 8$  m/s sur la figure 7.38.(b), l'agressivité moyenne  $P_{mean}$  (en rouge) est maximum pour  $x/c = 0.47$  avec  $P_{mean} = 2.4 \cdot 10^3$  W.m<sup>2</sup>. Expérimentalement (en bleu), la fréquence des pics  $\dot{N}$  est maximale entre  $x/c = 0.51$  et  $0.61$ . Cependant la fréquence des pics  $\dot{N}$  est faible, moins de 20% du maximum, pour  $x/c = 0.31$  et  $0.36$ , l'agressivité moyenne  $P_{mean}$  est encore forte et vaut  $P_{mean} \sim 2.0 \cdot 10^3$  W.m<sup>2</sup>. Les mêmes observations sont valables pour une vitesse de 10 m/s, figure 7.38, avec un maximum global expérimentalement vers  $x/c = 0.51$  et local numériquement vers  $x/c = 0.46$  et une agressivité moyenne  $P_{mean}$  encore forte pour  $x/c = 0.31$  et  $0.36$ . Les calculs numériques semblent donc surestimer l'agressivité



(a)  $V = 8 \text{ m/s}$ ,  $\sigma \sim 1.1$ ,  $i = 4^\circ$ .

$$\dot{N}_{max} = 0.67 \text{ peaks/s.}$$

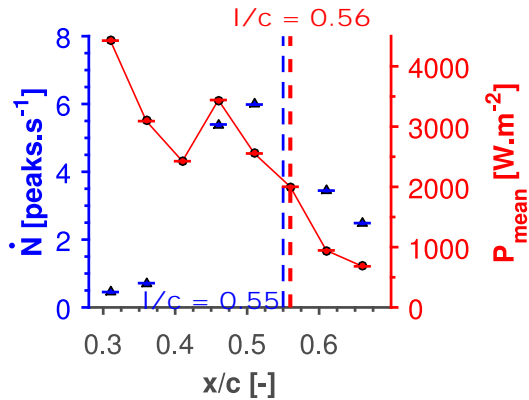
$$P_{mean-max} = 2.4 \cdot 10^3 \text{ W.m}^{-2}.$$



(b)  $V = 8 \text{ m/s}$ ,  $\sigma \sim 1.3$ ,  $i = 6^\circ$ .

$$\dot{N}_{max} = 1.47 \text{ peaks/s.}$$

$$P_{mean-max} = 2.5 \cdot 10^3 \text{ W.m}^{-2}.$$



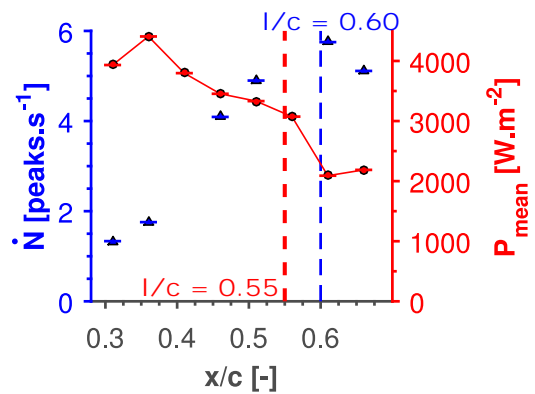
(c)  $V = 10.4 \text{ m/s}$  (expérimentalement) et

$10 \text{ m/s}$  (numériquement),  $\sigma \sim 1.1$ ,

$$i = 4^\circ.$$

$$\dot{N}_{max} = 5.98 \text{ peaks/s.}$$

$$P_{mean-max} = 4.4 \cdot 10^3 \text{ W.m}^{-2}.$$



(d)  $V = 10 \text{ m/s}$ ,  $\sigma \sim 1.3$ ,  $i = 6^\circ$ .

$$\dot{N}_{max} = 5.75 \text{ peaks/s.}$$

$$P_{mean-max} = 4.4 \cdot 10^3 \text{ W.m}^{-2}.$$

FIGURE 7.38 – Comparaison entre les résultats expérimentaux (en bleu) et numériques (en rouge).

entre  $x/c = 0.30$  et  $0.40$ . Par contre entre  $x/c = 0.40$  et  $0.66$ , les résultats numériques et expérimentaux sont assez similaires, même si la zone plus agressive numériquement est décalée de  $x/c = 0.05$  par rapport à celle expérimentale. Ce décalage est de l'ordre de grandeur de l'incertitude sur la détermination de la longueur de poche numérique ou expérimentale.

Pour une incidence de  $i = 6^\circ$ , les résultats sont regroupés sur les figures 7.38.(b) et (d). Pour les deux vitesses la fréquence des pics  $\dot{N}$  est maximale à  $x/c = 0.61$ . Numériquement, l'agressivité moyenne est maximale à  $x/c = 0.41$  pour  $V = 8 \text{ m/s}$  et à  $x/c = 0.36$  pour  $V = 10 \text{ m/s}$ . Contrairement au cas à  $i = 6^\circ$ , les résultats numériques et expérimentaux ont une évolution complètement différente, avec un maximum décalé de  $x/c = 0.20$  numériquement par rapport à celui expérimental. Cette différence très importante est due à la basse fréquence sur la longueur de poche maximale plus forte numériquement qu'expérimentalement pour une incidence de  $i = 6^\circ$ .

D'après les résultats de la section 7.3.6, la zone de plus forte agressivité repérée sur l'évolution de l'agressivité moyenne  $P_{mean}$  en fonction de  $x/c$  est due aux pics des régions A et B. Ces deux régions sont distinctes pour  $i = 4^\circ$  mais se superposent en partie pour  $i = 6^\circ$ . Par conséquent, la comparaison entre expérimental et numérique pour  $i = 4^\circ$  montre que l'agressivité sur la région A, entre  $x/c = 0.15$  et  $0.40$ , est surestimée par le calcul numérique.

Malgré cette surestimation entre  $x/c = 0.31$  et  $0.40$ , la prévision d'agressivité moyenne est bonne pour une incidence  $4^\circ$  et avec une zone plus fortement agressive entre  $x/c = 0.40$  et  $0.58$  de même largeur et coïncidant avec celle expérimentale et localisée à proximité de la zone de fermeture de poche. Le maximum numérique est juste décalé de  $x/c = 0.05$  à l'amont par rapport à celui expérimental. Par contre, l'accord n'est pas satisfaisant pour une incidence de  $6^\circ$ , où il n'y a pas de maxima locaux ou de zones coïncidant avec celles mesurées expérimentalement. Cette différence importante pour une incidence de  $6^\circ$  est probablement due à la basse fréquence numérique  $f_{BF}$ , qui n'a pas été observée expérimentalement pour cette incidence et des vitesses variant entre  $V = 6$  et  $10 \text{ m/s}$ .

Ces remarques sont similaires à celles de Fortes-Patella et al. [42], qui ont des résultats proches des mesures expérimentales de Pereira et al. [103] pour une incidence de  $4^\circ$  et plus éloignés pour une incidence de  $6^\circ$  pour un NACA65012.

La surestimation entre  $x/c = 0.31$  et  $0.40$  est probablement due à la modélisation 2D. En effet, Leclercq et al. [83] arrivent à avoir des prédictions de l'agressivité plus proches de l'expérimental pour le calcul 3D que pour celui 2D.

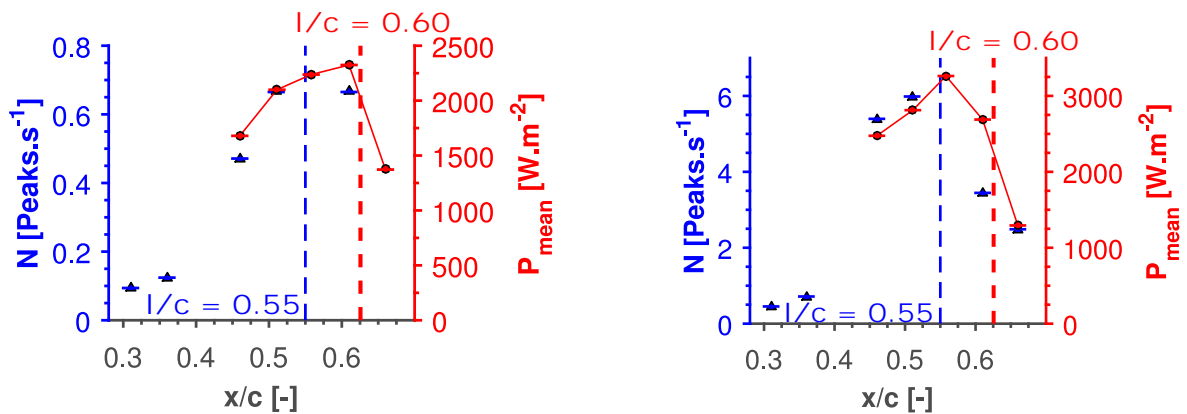
Il est important de noter que les résultats expérimentaux présentés dans ce chapitre sont arrivés très tard, les résultats numériques ci-dessus ont été obtenus avant ceux expérimentaux.

Suite aux observations précédentes, d'autres calculs ont été effectués et cette partie propose quelques solutions pour améliorer les résultats numériques. Cependant, faute de temps, ces points n'ont pas pu être analysés aussi finement que précédemment. Ces

résultats sont donc des perspectives d'amélioration pour le cas à  $i = 4^\circ$ , celui à  $i = 6^\circ$  étant trop différent de l'expérimental.

Ainsi, pour résoudre les problèmes de basses fréquences, la puissance d'agressivité moyenne est calculée à partir de lâchers semblables, avec une même longueur de poche maximale d'environ  $l \sim 0.60$ . D'autre part, comme il y a une surestimation numérique entre  $x/c = 0$  et  $0.40$ , les résultats numériques dans cette zone ne sont pas pris en compte.

La figure 7.39 montre ces calculs numériques à une incidence de  $i = 4^\circ$  avec un nombre de cavitation de  $\sigma = 1.05$  pour une vitesse de  $V = 8$  m/s et de  $\sigma = 1.04$  pour une vitesse de  $V = 10.4$  m/s.



(a)  $V = 8.0$  m/s,  $\sigma \sim 1.1$ ,  $i = 4^\circ$ .

$$\dot{N}_{max} = 0.67 \text{ peaks/s.}$$

$$P_{mean-max} = 2.3 \cdot 10^3 \text{ W.m}^{-2}.$$

(b)  $V = 10.4$  m/s,  $\sigma \sim 1.1$ ,  $i = 4^\circ$ .

$$\dot{N}_{max} = 5.88 \text{ peaks/s.}$$

$$P_{mean-max} = 3.2 \cdot 10^3 \text{ W.m}^{-2}.$$

FIGURE 7.39 – Comparaison entre les résultats expérimentaux (en bleu) et numériques (en rouge).

Ainsi, en changeant très légèrement la valeur du nombre de cavitation de  $\sigma = 1.09$  à  $\sigma = 1.04 - 1.05$ , les résultats numériques sont plus proches de ceux expérimentaux. La zone la plus agressive numérique coïncide avec celle expérimentale pour les deux vitesses. Cependant, comme attendu suite à la diminution du nombre de cavitation, la longueur de poche  $l$  est plus grande numériquement,  $l = 60 \pm 5$  mm, contre  $l = 56 \pm 5$  expérimentalement, mais au vu des incertitudes de mesure, cette différence reste acceptable.

## 7.5 Conclusion

La première partie de ce chapitre se concentre sur l'étude de huit points de fonctionnement expérimentaux.

Dans un premier temps, l'étude se focalise sur les caractéristiques et les origines des pics de pression mesurés. Les mesures expérimentales permettent d'évaluer les caractéristiques (durée, amplitude) des pics de pressions associés à la cavitation. Ainsi la durée à mi-hauteur la plus probable des pics de pression est estimée à  $1 \mu\text{s}$  (section 7.2.1.2), ce qui

correspond en utilisant l'équation de Rayleigh-Plesset à des structures faisant 10  $\mu\text{m}$  de diamètre, comme l'observent Kato et al. [67, 68].

D'autre part, d'après l'étude de la section 7.2.1.4, deux types de nuage de bulles peuvent se former à la surface du profil. Le premier est un nuage de bulles structuré 2D stable, qui collapse en dehors du profil. Le second est un nuage de bulles déstructuré instable, qui collapse plus tôt et peut donc imploser sur la zone instrumentée. De plus, dans les deux cas il peut y avoir des petites structures générées en fermeture de poche susceptibles d'imploser sur la zone instrumentée. Une analyse basée sur les vidéos rapides permet de détecter des structures de vapeur à l'origine des pics de pression. Mais pour le confirmer il est nécessaire de faire des visualisations synchronisées avec les mesures de pression.

Dans un second temps, l'objectif est de définir des indicateurs d'agressivité du point de vue expérimental. Sur chaque capteur, des histogrammes cumulés de la fréquence des pics  $\dot{N}$  en fonction de la force  $F$  sont tracés, afin de mieux comprendre la répartition des pics sur chaque capteur. Ces histogrammes permettent de déterminer deux grandeurs caractéristiques de l'écoulement cavitant, en particulier, sur le capteur situé dans la zone de fermeture de poche :

- $N^*$  une fréquence caractéristique des pics .
- $F^*$  une force caractéristique.

Ces deux paramètres augmentent fortement avec la vitesse, de l'ordre de  $V^{2-3}$ , comme l'ont observé Franc et al. [54] et Hujer et al. [63]. D'autre part, tous nos histogrammes cumulés ont la même forme (équation 7.8).

La force moyenne  $\bar{F}$ , définie par l'équation 7.9, est quasiment indépendante de la position  $x/c$ . Par contre, la fréquence des pics  $\dot{N}$  en fonction de la position  $x/c$  permet de repérer pour tous les points de fonctionnement, la zone sur laquelle l'écoulement est le plus fortement agressif. Ce critère fait ressortir l'importance de la longueur de poche  $l$  sur la localisation et la largeur de cette zone. Cette zone d'agressivité est large d'environ 60% de la longueur de poche  $l$  avec un maximum localisé au niveau de la fermeture de poche. Pour une incidence  $i$  et un nombre de cavitation  $\sigma$  fixés, la fréquence des pics  $\dot{N}$  sur un capteur augmente avec la vitesse. Mais, la position et la largeur de la zone la plus agressive ne dépendent pas de la vitesse de l'écoulement  $V$ .

Ces observations sont en accord avec les résultats de nombreux auteurs, que ce soit avec des mesures de pression [30, 39, 80, 87, 130] ou des essais de marquages [9, 27, 49, 59] pour différents dispositifs cavitants.

Dans la seconde partie de ce chapitre des points numériques très proches des points expérimentaux sont étudiés. Tout d'abord, la simulation numérique permet d'obtenir la distribution de taux de vide  $\alpha$  à chaque pas de temps. A partir de cette distribution, les pics de puissance potentielle surfacique  $P_{2d}$  sont associés à des structures de vapeur et les

périodes du cycle les plus agressives sont repérées. Par la suite, une puissance d'agressivité moyenne  $P_{mean}$ , qui est la moyenne temporelle en chaque point du profil de la puissance potentielle surfacique  $P_{2d}$  sur la durée d'analyse  $T$ , est estimée le long du profil. La convergence de cette grandeur est assurée pour tous nos calculs. Sur la base des diagrammes spatio-temporels de la puissance potentielle surfacique  $P_{2d}$  et de l'agressivité moyenne  $P_{mean}$ , trois régions de plus forte agressivité sont repérées. Une première région se situe au voisinage du bord d'attaque, une seconde dans la zone de fermeture de poche et une dernière au niveau de l'implosion du nuage de bulles. Pour une incidence de  $i = 4^\circ$ , les deux premières zone sont bien distinctes alors que pour une incidence de  $i = 6^\circ$  elles se superposent.

Enfin, la dernière partie compare les mesures aux calculs. Dans les deux cas la longueur de poche  $l$  influence directement la localisation de la zone de plus forte agressivité, avec une agressivité maximale au niveau de la fermeture de poche, comme attendu d'après les mesures expérimentales de [27, 30, 49, 59, 80, 130] ou les calculs numériques de [42, 59, 83, 89, 101]. Néanmoins, les calculs numériques surestiment l'agressivité vers  $x/c = 0.30$  et la modélisation numérique reste à améliorer, en particulier pour une incidence de  $i = 6^\circ$ .

Ainsi, le modèle numérique donne des résultats prometteurs quant à la prévision de l'agressivité de cavitation. Il serait intéressant d'effectuer des calculs 3D sur cette géométrie. En effet, d'après Leclercq et al. [83], des calculs 3D améliorent la prévision d'agressivité et ceci avec le même modèle d'érosion de cavitation. Cependant, les calculs 3D sont bien plus lourds et plus longs à effectuer ou à post-traiter.





## Chapitre 8: Conclusion

Cette thèse, issue d'un partenariat entre le LEGI et General Electric par l'intermédiaire de la chaire d'excellence "Hydro'Like" gérée par la Fondation Grenoble INP, avait pour objectif de développer un ensemble d'outils permettant de quantifier le risque d'érosion par cavitation d'un écoulement cavitant. Pour cela, des capteurs à base de films piezoélectriques PVDF ont été développés, fabriqués et montés à la surface d'un hydrofoil. Les points de fonctionnement ont été réglés pour avoir une cavitation par poche oscillante au bord d'attaque. Les capteurs PVDF sont apparus comme les plus appropriés pour ce type de mesure grâce à leurs bonnes caractéristiques mécaniques (module d'Young de  $10^9$ - $10^{10}$  Pa) et dynamiques (fréquence de résonance de plus de 10 MHz). A partir des mesures de pression instationnaire effectuées à une fréquence d'acquisition de 10 MHz, une méthode a été proposée pour estimer expérimentalement l'agressivité de l'écoulement cavitant. Notre étude bibliographique a révélé que peu de mesures à haute fréquence de pics de pression sont disponibles, dans la littérature ouverte, pour une géométrie d'hydrofoil et sur plusieurs capteurs en simultané. En parallèle, des calculs numériques ont été menés avec le code de calcul bidimensionnel instationnaire cavitant IZ développé dans notre équipe en vue d'estimer cette agressivité numériquement et de la comparer aux mesures.

Une première partie de notre travail a consisté à assurer le suivi de la rénovation de la première veine d'essais du tunnel hydrodynamique du LEGI qui a accueilli notre expérience. Outre la modification du circuit hydraulique, la veine d'essais a été équipée d'un système de pilotage de l'incidence du profil par moteur brushless permettant d'envisager, à l'avenir, des essais en écoulement instationnaire sur un profil dont la loi d'évolution de l'incidence en fonction du temps peut être quelconque. Un hydrofoil symétrique basé sur un NACA0015, mais dont l'extrados et l'intrados comportent une partie plane entre 27% et 70% de la corde pour faciliter la mise en place des capteurs, a été choisi pour cette étude expérimentale.

Une analyse de l'influence des paramètres hydrodynamiques (vitesse de l'écoulement, nombre de cavitation, incidence) sur la dynamique de la poche, la longueur de poche maximale et la fréquence de lâchers a été réalisée. Cette étude est basée sur des vidéos et des simulations de l'écoulement cavitant à partir desquelles ont été construits des diagrammes spatio-temporels du taux de vide (numériquement) et du niveau de gris (expérimentalement) permettant d'analyser en détail la dynamique des poches pulsantes. Notons que, compte tenu des effets tridimensionnels observés expérimentalement, les diagrammes spatio-temporels expérimentaux ont été obtenus en calculant une moyenne des niveaux de gris suivant l'envergure (hors couches limites de paroi) et donnent donc la

dynamique moyenne de la poche sur l'envergure du profil.

A partir de ces diagrammes spatio-temporels, les différentes phases de pulsation des poches de cavitation partielle (croissance de la poche, développement du jet rentrant et implosion du nuage lâché par la poche) ont été identifiées numériquement et expérimentalement et les vitesses de croissance de la poche, du jet rentrant et du nuage de bulles ont été déterminées. L'expérience a montré que la croissance de la poche et le développement du jet rentrant sont affectés par des effets tridimensionnels non pris en compte par notre approche numérique purement bidimensionnelle. Malgré cela, la longueur de poche maximale et la fréquence de lâchers sont correctement prédites numériquement. Les fluctuations de longueur de poche maximale d'un lâcher à un autre ont été estimées expérimentalement et numériquement. Pour certains points de fonctionnement à grande incidence et grande vitesse, les calculs mettent en évidence une fluctuation basse fréquence (inférieure à 15 Hz) qui conduit à une surestimation des fluctuations calculées de la longueur maximale de la cavité. Malheureusement, l'étude expérimentale réalisée n'a pas permis de valider ou infirmer l'existence de cette basse fréquence. Malgré la pertinence globale du modèle 2D utilisé dans cette thèse, des différences sur la dynamique des poches entre les prévisions numériques et les résultats expérimentaux ont été mises en évidence.

Une matrice linéaire de huit capteurs PVDF d'une surface active de  $2 \times 2 \text{ mm}^2$  et séparés de 3 mm a été fabriquée, testée et montée à la surface de l'hydrofoil pour mesurer les pics de pression dus aux implosions des structures de vapeur entre 30% et 67% de la corde. Cette matrice a été fabriquée par photogravure chimique à partir d'un film PVDF métallisé sur ses deux faces. Le procédé de fabrication utilisé dans cette thèse n'a pas permis de faire des pistes de moins de 0.5 mm de largeur alors que la taille caractéristique des impacts de cavitation est bien plus petite (de l'ordre de quelques  $\mu\text{m}$ ). La surface active de  $2 \times 2 \text{ mm}^2$ , qui a été choisie, a pour objectif de limiter les effets de bord. La matrice est protégée de l'écoulement et isolée électriquement par une couche de Kapton et fait 200-250  $\mu\text{m}$  d'épaisseur une fois collée sur l'hydrofoil. Chaque capteur est étalonné dynamiquement avec son interface électronique en utilisant la technique de la chute de bille. Les interactions entre capteurs sont faibles et représentent moins de 5% du ratio des amplitudes. Cet étalonnage se fait en force et non pas en pression, dans la mesure où un impact de cavitation ne génère pas une contrainte uniforme sur toute la surface sensible du capteur. La sensibilité des capteurs a été estimée à environ 20 mV/N pour tous les capteurs. Après les essais de cavitation, une diminution de la sensibilité de 20% a été observée sur certains capteurs, plus particulièrement sur ceux les plus fortement sollicités pendant les essais. Une procédure spécifique de traitement des signaux a été mise en place afin de limiter les effets du bruit. Les pics supérieurs à un seuil de 1 N (fixé juste au dessus du niveau de bruit ambiant) ont été détectés et leurs durées à mi-hauteur (en moyenne de 1  $\mu\text{s}$ ) et leurs amplitudes (entre 1 et 15 N) ont été déterminées.

Cette thèse propose d'estimer l'agressivité de l'écoulement cavitant à partir des histogrammes cumulés de la fréquence des pics  $\dot{N}$  en fonction de la force  $F$ . D'après nos résultats, ces histogrammes suivent, quel que soit le point de fonctionnement, une même loi adimensionnelle  $\phi$  et peuvent être écrits sous la forme dimensionnelle suivante  $\dot{N}(F) = \dot{N}^* * \phi(F/F^*)$ , où la fréquence caractéristique  $\dot{N}^*$  et la force caractéristique  $F^*$  sont les deux seules grandeurs caractérisant le potentiel érosif de l'écoulement cavitant une fois la forme  $\phi$  des histogrammes connue. L'influence des conditions de fonctionnement sur l'agressivité de l'écoulement se réduit donc à leur influence sur ces deux paramètres. Cette étude a montré que ces deux paramètres varient avec une puissance de la vitesse de l'ordre de 2 à 3. Cela signifie que l'augmentation d'agressivité observée avec la vitesse est due à la combinaison de deux effets, un effet d'augmentation d'amplitude des pics de pression et un effet d'augmentation de leur fréquence, ce qui explique qualitativement le comportement fortement non linéaire de l'érosion avec la vitesse d'écoulement. La zone la plus agressive a été repérée en traçant la fréquence des pics supérieurs à 1 N en fonction de la distance au bord d'attaque. Elle a une largeur d'environ 60% de la longueur de poche maximale et est centrée autour de la longueur de poche maximale. Il convient de noter que cette agressivité n'est due, que de façon marginale, aux grosses structures lâchées périodiquement par la poche pulsante qui implosent généralement à l'aval de la zone instrumentée.

D'un point de vue numérique, l'agressivité de l'écoulement a été estimée à partir de la puissance potentielle d'agressivité définie dans chaque maille et à chaque instant comme le produit de la dérivée de transport du taux de vide par l'écart de la pression à la pression de vapeur. Grâce aux analyses des visualisations du taux de vide et des diagrammes spatio-temporels de l'agressivité instantanée à la surface du profil, les pics de puissance instantanée ont pu être associés à des structures cavitantes qui implosent et les zones spatio-temporelles les plus agressives ont pu être localisées. Trois régions de forte agressivité ont été repérées à la surface de l'hydrofoil. La première se situe au voisinage du bord d'attaque, la seconde dans la zone de fermeture de la poche et la dernière, plus proche du bord de fuite, est due à l'implosion du nuage de bulles. La basse fréquence, qui induit des fluctuations de la longueur de poche maximale, a une forte influence sur l'évolution de l'agressivité moyenne le long de la corde. Quand l'effet de cette basse fréquence est faible, les deux régions les plus agressives en amont du profil sont distinctes et l'agressivité moyenne présente généralement deux maxima entre 15% et 40% de la corde et entre 40% de la corde et la longueur maximale de poche. Quand l'effet de la basse fréquence est plus important, ces deux régions fusionnent et conduisent à une large zone de forte agressivité, qui s'étend entre 15% de la corde et la longueur maximale de poche. Les comparaisons avec l'expérience montrent que le modèle numérique surestime dans les deux cas la zone de forte agressivité au voisinage du bord d'attaque. Cette surestimation est due à la difficulté de la modélisation utilisée à reproduire précisément la dynamique de la poche comme

observé précédemment. Les prévisions sont toutefois meilleures à faible incidence lorsque la basse fréquence est peu marquée. L'hydrofoil n'étant pas instrumenté dans la région du bord de fuite, la prévision numérique de l'agressivité dans cette zone n'a pas pu être validée.

Récemment, Leclercq et al. [82, 83] ont simulé un écoulement cavitant par poche avec le même modèle d'érosion de cavitation sur un NACA62012 et obtenu de meilleurs résultats en 3D qu'en 2D. De plus, notre écoulement cavitant expérimental est fortement tridimensionnel, il serait donc intéressant de voir si des calculs 3D permettraient d'améliorer la prévision de la dynamique de la poche et de l'agressivité. En parallèle, expérimentalement il faudrait étudier plus précisément le comportement 3D de la poche, en traçant les diagrammes spatio-temporels à différentes envergures, mais aussi en prenant des vidéos par caméra rapide de face, de côté et de 3/4 de l'écoulement cavitant.

Concernant le volet expérimental, cette thèse a montré qu'il est possible de fabriquer une matrice linéaire de capteurs PVDF pour mesurer l'agressivité le long de la corde du profil. Les performances des capteurs pourraient toutefois être améliorées, en développant un système électronique moins sensible au bruit électromagnétique et en perfectionnant le traitement du signal. Cela permettrait de diminuer le seuil de détection des pics et d'étendre l'histogramme d'agressivité mesuré vers les petites amplitudes.

Pour compléter l'analyse, il serait intéressant d'instrumenter le profil sur une plus grande zone pour comparer les mesures aux calculs numériques sur l'ensemble de l'extrados. A ce sujet, il convient de remarquer que les capteurs PVDF pourraient sans grande difficulté être implantés sur une zone bidimensionnelle courbe grâce à leur flexibilité. Par ailleurs, le développement de la poche étant fortement tridimensionnel, il pourrait être intéressant de développer une matrice 2D de capteurs pour mesurer à la fois le long de la corde et de l'envergure. A court terme, il ne nous semble pas nécessaire d'avoir une matrice de capteurs aussi fine que Dimitrov et al. [30] (32x32 capteurs de surface active de 2 mm<sup>2</sup> sur 64x64 mm). Une matrice moins résolue (typiquement de 8x8 capteurs de surface active de 4 mm<sup>2</sup> sur 37x37 mm) pourrait déjà fournir des informations précieuses sur les variations transversales éventuelles d'agressivité. L'acquisition simultanée des 64 capteurs à 10 MHz nécessiterait toutefois de développer une électronique et un système d'acquisition adaptés. De plus, l'acquisition synchronisée des capteurs et des vidéos par caméra rapide permettrait sans doute de lier le collapsus de certaines structures à des pics de pression. Dular et Petkovšek [32] ont proposé ce type d'approche avec des essais de marquage sur un film d'aluminium à la surface d'un Venturi transparent.

Par ailleurs, l'utilisation d'autres installations expérimentales comme la boucle Prevero du LEGI permettrait de mener à la fois des mesures de pics de pression et des essais d'érosion de type marquage ou perte de masse. De telles mesures auraient un double objectif. Il s'agirait d'une part de déterminer si, pour un matériau donné, le seuil de cavitation érosive pourrait être caractérisé par un seuil sur l'amplitude des pics de pression. De simples

mesures de pics de pression pourraient ainsi permettre de discriminer une cavitation érosive d'une cavitation non érosive. D'autre part, de tels essais permettraient d'établir une corrélation entre mesures de pics de pression et perte de masse, comme le propose l'approche énergétique de Soyama et al. [120] et Hattori et al. [62] qui ont mis en évidence une corrélation linéaire entre la perte de masse et l'énergie acoustique cumulée des impacts de pression. Notons qu'il serait intéressant de mettre en œuvre ce type d'approche énergétique, comme Soyama et al. [120], afin d'estimer une énergie d'impact sur chaque capteur, qui pourrait ainsi être comparée directement à la puissance d'agressivité calculée numériquement ce qui permettrait de rendre plus quantitative la comparaison calcul / expérience. Une telle approche nécessite toutefois de faire des hypothèses sur la surface et la durée d'impact, par exemple supposer qu'elles sont statistiquement invariantes pour tous les pics de surpression.

A plus long terme, avec le développement de l'électronique imprimée, il pourrait devenir possible de fabriquer des capteurs avec des surfaces actives nettement plus petites (d'environ  $0.1 \mu\text{m}$ ) comparables voire plus petites que la taille des sollicitations dues au collapsus des structures de vapeur. Ce type de matrice pourrait peut-être permettre, à terme, d'obtenir la cartographie détaillée de chaque impact (et en particulier la surface de chaque impact) et par conséquent d'estimer plus finement la distribution spatio-temporelle de pression à l'origine des forces mesurées et de fournir une base de données plus précise pour la prévision de l'érosion de cavitation.

Enfin dans le cadre d'applications industrielles, ces capteurs, flexibles et fins, pourraient être implantés sur des géométries plus complexes, comme des pompes ou des turbines, pour mieux estimer l'agressivité de l'écoulement cavitant. De telles mesures pourraient permettre d'évaluer la durée de vie d'une installation ou de fournir des mesures in-situ du risque instantané d'érosion en fonction des conditions opératoires.



# Bibliographie

- [1] C. Arcoumanis, M. Gavaises, H. Flora, and H. Roth. Visualisation of cavitation in diesel engine injectors. *Mécanique & industries*, 2(5) :375–381, 2001.
- [2] R. E. A. Arndt, C. R. Ellis, and S. Paul. Preliminary investigation of the use of air injection to mitigate cavitation erosion. *Journal of Fluids Engineering*, 117(3) :498–504, 1995.
- [3] R. E. A. Arndt, S. Paul, and C. R. Ellis. Application of Piezoelectric Film in Cavitation Research. *Journal of Hydraulic Engineering*, 123(6) :539–548, June 1997.
- [4] R. E. A. Arndt, C. C. S. Song, M. Kjeldsen, J. He, and A. Keller. Instability of partial cavitation : a numerical/experimental approach. In *23th Symposium on Naval Hydrodynamics*, Val de Reuil, France, 2000.
- [5] V. Aumelas. *Modélisation des hydroliennes à axe vertical libres ou carénées : développement d'un moyen expérimental et d'un moyen numérique pour l'étude de la cavitation*. PhD thesis, Université de Grenoble, 2011.
- [6] F. Avellan. Introduction to cavitation in hydraulic machinery. In *The 6th International Conference on Hydraulic Machinery and Hydrodynamics, Timisoara, Romania*, 2004.
- [7] F. Avellan, P. Dupont, and M. Farhat. Cavitation erosion power. In *1st ASME-JSME Fluid Engineering Conference, Portland, OR, June*, pages 23–27, 1991.
- [8] F. Ayela, W. Cherief, D. Colombet, G. Ledoux, M. Martini, S. Mossaz, D. Podbevsek, X. Qiu, and O. Tillement. Hydrodynamic Cavitation through “Labs on a Chip” : From Fundamentals to Applications. *Oil & Gas Science and Technology – Revue d'IFP Energies nouvelles*, 72(4) :19, July 2017.
- [9] B. Belahadji, Jean-Pierre Franc, and Jean-Marie Michel. A statistical analysis of cavitation erosion pits. *Journal of fluids engineering*, 113(4) :700–706, 1991.
- [10] S. Bouajila, J. Brammer, E. Flores, C. Ségoufin, and T. Maître. Modelization and Simulation of Francis Turbine Inter-blade Vortices in Partial Load Conditions. In *Advances in Hydroinformatics*, pages 931–945, Singapore, 2018. Springer Singapore.
- [11] O. Boulon, M. Callenaere, J. P. Franc, and J. M. Michel. An experimental insight into the effect of confinement on tip vortex cavitation of an elliptical hydrofoil. *Journal of Fluid Mechanics*, 390 :1–23, July 1999.



- [12] P. Bourdon, R. Simoneau, and F. Avellan. Erosion vibratory fingerprint of leading edge cavitation of a NACA profile and of a Francis model and prototype hydroturbine. *Proceedings of Bubble Noise and Cavitation Erosion in Fluid Systems, ASME Winter Annual Meeting, New Orleans, USA, Nov*, 176 :51–67, 1993.
- [13] T. Bouvard. Étude numérique d'écoulements cavitants instationnaires en vue de la prévision de l'endommagement par cavitation. Technical report, LEGI, 2017.
- [14] C. E. Brennen. *Cavitation and bubble dynamics*. Number 44 in The Oxford engineering science series. Oxford Univ. Press, New York, 1995.
- [15] L. Briançon-Marjollet, J. P. Franc, and J. M. Michel. Transient bubbles interacting with an attached cavity and the boundary layer. *Journal of Fluid Mechanics*, 218(-1) :355, September 1990.
- [16] L.F. Brown. Design considerations for piezoelectric polymer ultrasound transducers. *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control*, 47(6) :1377–1396, November 2000.
- [17] M. Callenaere, J. P. Franc, J. M. Michel, and M. Riondet. The cavitation instability induced by the development of a re-entrant jet. *Journal of Fluid Mechanics*, 444, October 2001.
- [18] D. Carnelli, A. Karimi, and J. P. Franc. Evaluation of the hydrodynamic pressure of cavitation impacts from stress–strain analysis and geometry of individual pits. *Wear*, 289 :104–111, June 2012.
- [19] C. Chabany and J. Chenevey. Etalonnage du débitmètre diamètre 500 de de l'IMG. Technical report, August 1984.
- [20] G. Challier. *Mécanismes d'interactions fluide/structure et de transfert d'énergie en érosion de cavitation*. PhD thesis, INP Grenoble, 2002.
- [21] N. Charles. *Modélisation diphasique d'écoulements cavitants avec effets thermodynamiques*. PhD thesis, INP Grenoble, 1994.
- [22] T. Choffat. *Simulation des phénomènes de marquage et de perte de masse en érosion de cavitation*. PhD thesis, INP Grenoble, 2007.
- [23] O. Coutier-Delgosha. *Modélisation des écoulements cavitants : étude des comportements instationnaires et application tridimensionnelle aux turbomachines*. PhD thesis, INP Grenoble, 2001.
- [24] O. Coutier-Delgosha, R. Fortes-Patella, and J. L. Reboud. Simulation of unsteady cavitation with a two-equation turbulence model including compressibility effects. *Journal of Turbulence*, 3 :N58, January 2002.

- [25] O. Coutier-Delgosha, R. Fortes-Patella, and J. L. Reboud. Evaluation of the turbulence model influence on the numerical simulations of unsteady cavitation. *Journal of Fluids Engineering*, 125(1) :38–45, 2003.
- [26] O. Coutier-Delgosha, J. L. Reboud, and Y. Delannoy. Numerical simulation of the unsteady behaviour of cavitating flows. *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, 42(5) :527–548, June 2003.
- [27] P. Couty. *Physical investigation of cavitation vortex collapse*. PhD thesis, EPFL (Lausanne), 2002.
- [28] Y. Delannoy. *Modélisation d'écoulements instationnaires et cavitants*. PhD thesis, INP Grenoble, 1989.
- [29] Y. Delannoy and JL. Kueny. Two phase flow approach in unsteady cavitation modeling. volume 98, pages 153–158. ASME-FED, 1990.
- [30] M. Dimitrov, P. Franz Pelz, A. Lyashenko, A. Hakimi Tehrani, and E. Dörsam. Measurement system by printed thin pressure sensor array. In *9th International Fluid Power Conference, Aachen*, March 2014.
- [31] M. Dular, B. Bachert, B. Stoffel, and B. Širok. Relationship between cavitation structures and cavitation damage. *Wear*, 257(11) :1176–1184, December 2004.
- [32] M. Dular and M. Petkovšek. On the mechanisms of cavitation erosion – Coupling high speed videos to damage patterns. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 68 :359–370, November 2015.
- [33] M. Dular and M. Petkovšek. Cavitation erosion in liquid nitrogen. *Wear*, 400-401 :111–118, April 2018.
- [34] M. Dular, B. Širok, and B. Stoffel. Influence of gas content in water and flow velocity on cavitation erosion aggressiveness. *Journal of Mechanical Engineering*, (51) :132–145, 2005.
- [35] M. Dular, B. Stoffel, and B. Širok. Development of a cavitation erosion model. *Wear*, 261(5-6) :642–655, September 2006.
- [36] X. Escaler, E. Egusquiza, M. Farhat, F. Avellan, and M. Coussirat. Detection of cavitation in hydraulic turbines. *Mechanical Systems and Signal Processing*, 20(4) :983–1007, May 2006.
- [37] X. Escaler, M. Farhat, E. Egusquiza, and F. Avellan. Dynamics and Intensity of Erosive Partial Cavitation. *Journal of Fluids Engineering*, 129(7) :886, 2007.

- [38] M. Farhat, S. Natal, F. Avellan, F. Paquet, P. Y. Lowys, and M. Couston. Onboard measurements of pressure and strain fluctuations in a model of low head Francis turbine. Part 1 : Instrumentation. In *Proceedings of the 21st IAHR symposium on hydraulic machinery and systems*, pages 865–872, 2002.
- [39] M. Farhat, F. Pereira, and F. Avellan. Cavitation erosion power as a scaling factor for cavitation erosion of hydraulic machines. *Proceedings of Bubble Noise and Cavitation Erosion in Fluid Systems, ASME Winter Annual Meeting, New Orleans, USA, Nov, 176 :95–104*, 1993.
- [40] C. Flageul, R. Fortes-Patella, and A. Archer. Cavitation erosion predicted by numerical simulations. In *14th International Symposium on Transport Phenomena and Dynamics of Rotating Machinery, ISROMAC-14*, Honolulu, HI, USA, 2012.
- [41] R. Fortes-Patella. *Analyse de l'erosion de cavitation par simulations numeriques d'impacts*. PhD thesis, INP Grenoble, 1994.
- [42] R. Fortes-Patella, A. Archer, and C. Flageul. Numerical and experimental investigations on cavitation erosion. *IOP Conference Series : Earth and Environmental Science*, 15(2) :022013, November 2012.
- [43] R. Fortes-Patella, G. Challier, J. L. Reboud, and A. Archer. Cavitation Erosion Mechanism : Numerical Simulations of the Interaction Between Pressure Waves and Solid Boundaries. In *Proc. 4th Int. Sym. Cavitation, CAV2001*, California Institute of Technology, Pasadena, CA USA, 2001.
- [44] R. Fortes-Patella, G. Challier, J. L. Reboud, and A. Archer. Energy Balance in Cavitation Erosion : From Bubble Collapse to Indentation of Material Surface. *Journal of Fluids Engineering*, 135(1) :011303, January 2013.
- [45] R. Fortes-Patella, T. Choffat, J. L. Reboud, and A. Archer. Mass loss simulation in cavitation erosion : Fatigue criterion approach. *Wear*, 300(1-2) :205–215, March 2013.
- [46] R. Fortes-Patella and J. L. Reboud. A New Approach to Evaluate the Cavitation Erosion Power. *Journal of Fluids Engineering*, 120(2) :335, 1998.
- [47] R. Fortes-Patella, J. L. Reboud, and A. Archer. Cavitation damage measurement by 3d laser profilometry. *Wear*, 246(1) :59–67, 2000.
- [48] R. Fortes-Patella, J. L. Reboud, and L. Briancon-Marjollet. A phenomenological and numerical model for scaling the flow aggressiveness in cavitation erosion. In *EROC AV Workshop*, Val de Reuil, France, 2004.
- [49] J. P. Franc. Incubation Time and Cavitation Erosion Rate of Work-Hardening Materials. *Journal of Fluids Engineering*, 131(2) :021303, 2009.

- [50] J. P. Franc, F. Avellan, J. Y. Billard, L. Briançon-Marjollet, D. Fréchet, D. H. Fruman, A. Karimi, J. L. Kueny, and J. M. Michel. *La cavitation : Mécanismes physiques et aspects industriels*. Collection Grenoble Sciences. Pr. Univ. de Grenoble, Grenoble, 1995. OCLC : 636900587.
- [51] J. P. Franc, G. Boitel, M. Riondet, E. Janson, P. Ramina, and C. Rebattet. Thermodynamic Effect on a Cavitating Inducer—Part I : Geometrical Similarity of Leading Edge Cavities and Cavitation Instabilities. *Journal of Fluids Engineering*, 132(2) :021303, 2010.
- [52] J. P. Franc, G. Boitel, M. Riondet, E. Janson, P. Ramina, and C. Rebattet. Thermodynamic Effect on a Cavitating Inducer—Part II : On-Board Measurements of Temperature Depression Within Leading Edge Cavities. *Journal of Fluids Engineering*, 132(2) :021304, 2010.
- [53] J. P. Franc and J. M. Michel. *Fundamentals of cavitation*. Kluwer Academic Publishers, Dordrecht ; Boston, 2004.
- [54] J. P. Franc, M. Riondet, A. Karimi, and G. L. Chahine. Impact load measurements in an erosive cavitating flow. *Journal of Fluids Engineering*, 133(12) :121301, 2011.
- [55] J. P. Franc, M. Riondet, A. Karimi, and G. L. Chahine. Material and velocity effects on cavitation erosion pitting. *Wear*, 274-275 :248–259, January 2012.
- [56] A. Fujii, D. T. Kawakami, Y. Tsujimoto, and R. E. A. Arndt. Effect of Hydrofoil Shapes on Partial and Transitional Cavity Oscillations. *Journal of Fluids Engineering*, 129(6) :669–673, 2007.
- [57] N. Fujisawa, T. Kikuchi, K. Fujisawa, and T. Yamagata. Time-resolved observations of pit formation and cloud behavior in cavitating jet. *Wear*, 386-387 :99–105, September 2017.
- [58] H. Ganesh, S. A. Mäkiharju, and S. L. Ceccio. Bubbly shock propagation as a mechanism for sheet-to-cloud transition of partial cavities. *Journal of Fluid Mechanics*, 802 :37–78, September 2016.
- [59] M. Gavaises, F. Villa, P. Koukouvinis, M. Marengo, and J. P. Franc. Visualisation and LES simulation of cavitation cloud formation and collapse in an axisymmetric geometry. *International Journal of Multiphase Flow*, 68 :14–26, January 2015.
- [60] M. Ghorbani, O. Oral, S. Ekici, D. Gozuacik, and A. Kosar. Review on Lithotripsy and Cavitation in Urinary Stone Therapy. *IEEE Reviews in Biomedical Engineering*, 9 :264–283, 2016.

- 
- [61] M. Grekula and G. Bark. Experimental study of cavitation in a Kaplan model turbine. <http://resolver.caltech.edu/cav2001:sessionB9.004>, 2001.
- [62] S. Hattori, T. Hirose, and K. Sugiyama. Prediction method for cavitation erosion based on measurement of bubble collapse impact loads. *Wear*, 269(7-8) :507–514, August 2010.
- [63] J. Hujer, J. B. Carrat, M. Müller, and M. Riondet. Impact load measurements with a PVDF pressure sensor in an erosive cavitating flow. *Journal of Physics : Conference Series*, 656 :012051, December 2015.
- [64] M. S. Iliescu, G. D. Ciocan, and F. Avellan. Analysis of the Cavitating Draft Tube Vortex in a Francis Turbine Using Particle Image Velocimetry Measurements in Two-Phase Flow. *Journal of Fluids Engineering*, 130(2) :021105, 2008.
- [65] J. C. Isselin, A. P. Alloncle, and M. Autric. On laser induced single bubble near a solid boundary : Contribution to the understanding of erosion phenomena. *Journal of Applied Physics*, 84(10) :5766–5771, November 1998.
- [66] T. Jacob and J. E. Prenat. Generation of hydro-acoustic disturbances by a Francis turbine model and dynamic behavior analysis. *Proceedings of the 15th IAHR Symposium on section on hydraulic machinery and cavitation : Modern Technology in Hydraulic Energy Production, Belgrade, Yougoslavie, 2* :10141, 1990.
- [67] H. Kato, A. Konno, M. Maeda, and H. Yamaguchi. Possibility of Quantitative Prediction of Cavitation Erosion Without Model Test. *Journal of Fluids Engineering*, 118(3) :582, 1996.
- [68] H. Kato, H. Yamaguchi, M. Maeda, Y. Kawanami, and S. Nakasumi. Laser holographic observation of cavitation cloud on a foil section. *Journal of Visualization*, 2(1) :37–50, March 1999.
- [69] D. T. Kawakami, A. Fuji, Y. Tsujimoto, and R. E. A. Arndt. An Assessment of the Influence of Environmental Factors on Cavitation Instabilities. *Journal of Fluids Engineering*, 130(3) :031303, 2008.
- [70] Y. Kawanami, H. Kato, and H. Yamaguchi. Three-dimensional characteristics of the cavities formed on a two-dimensional hydrofoil. In *Proc. 3th Int. Sym. Cavitation, CAV1998*, Grenoble, France, 1998.
- [71] Y. Kawanami, H. Kato, H. Yamaguchi, M. Maeda, and S. Nakasumi. Inner Structure of Cloud Cavity on a Foil Section. *JSME International Journal Series B*, 45(3) :655–661, 2002.

- [72] Y. Kawanami, H. Kato, H. Yamaguchi, Y. Tagaya, and M. Tanimura. Mechanism and control of cloud cavitation. *ASME-PUBLICATIONS-FED*, 236 :329–336, 1996.
- [73] K. H. Kim, G. Chahine, J. P. Franc, and A. Karimi, editors. *Advanced Experimental and Numerical Techniques for Cavitation Erosion Prediction*, volume 106 of *Fluid Mechanics and Its Applications*. Springer Netherlands, Dordrecht, 2014.
- [74] R.T. Knapp, J.W. Daily, and F.G. Hammitt. *Cavitation*. McGraw Hill Book Co., New York, 1970.
- [75] Kollmorgen. Variateur asservi AKD. <http://www.kollmorgen.com/en-us/home/>.
- [76] A. Konno, H. Kato, H. Yamaguchi, and M. Maeda. On the Collapsing Behavior of Cavitation Bubble Clusters. *JSME International Journal Series B*, 45(3) :631–637, 2002.
- [77] S. Kärki, J. Lekkala, H. Kuokkanen, and J. Halttunen. Development of a piezoelectric polymer film sensor for plantar normal and shear stress measurements. *Sensors and Actuators A : Physical*, 154(1) :57–64, August 2009.
- [78] L. Krumenacker. *Contribution à la prévision de l'érosion de cavitation à partir de simulations numériques : proposition d'un modèle à deux échelles pour l'estimation du chargement imposé en paroi par le fluide*. PhD thesis, Université de Grenoble, 2015.
- [79] Q. Le, J. P. Franc, and J. M. Michel. Partial cavities : global behavior and mean pressure distribution. *Journal of Fluids Engineering*, 115(2) :243–248, 1993.
- [80] Q. Le, J. P. Franc, and J. M. Michel. Partial cavities : pressure pulse distribution around cavity closure. *Journal of Fluids Engineering*, 115(2) :249–254, 1993.
- [81] B. Le Fur and B. DAVID. Comparison between pitting rate and erosion rate for 3 materials. In *Proc. 3th Int. Sym. Cavitation, CAVI998*, Grenoble, France, 1998.
- [82] C. Leclercq. *Simulation numérique du chargement mécanique en paroi généré par les écoulements cavitants, pour application à l'usure par cavitation des pompes centrifuges*. PhD thesis, Université Grenoble Alpes, 2017.
- [83] C. Leclercq, A. Archer, and R. Fortes-Patella. Numerical investigations on cavitation intensity for 3d homogeneous unsteady viscous flows. *IOP Conference Series : Earth and Environmental Science*, 49(9) :092007, 2016.
- [84] C. Leclercq, R. Fortes-Patella, A. Archer, and F. Cerru. First Attempt on Numerical Prediction of Cavitation Damage on a Centrifugal Pump. In *Proceedings of ASME Fluids Engineering Division Summer Meeting*, page V01AT05A005, 2017.

- [85] Y. Lecoffre. *Cavitation : bubble trackers*. Taylor & Francis, 1999.
- [86] I. Lee and H. J. Sung. Development of an array of pressure sensors with PVDF film. *Experiments in Fluids*, 26(1-2) :27–35, January 1999.
- [87] J. B. Leroux, J. A. Astolfi, and J. Y. Billard. An Experimental Study of Unsteady Partial Cavitation. *Journal of Fluids Engineering*, 126(1) :94, 2004.
- [88] J. B. Leroux, O. Coutier-Delgosha, and J. A. Astolfi. A joint experimental and numerical study of mechanisms associated to instability of partial cavitation on two-dimensional hydrofoil. *Physics of Fluids*, 17(5) :052101, May 2005.
- [89] Z. R. Li, M. Pourquie, and T. van Terwisga. Assessment of cavitation erosion with a URANS method. *Journal of Fluids Engineering*, 136(4) :041101, February 2014.
- [90] H. Lohrberg, M. Hofmann, G. Ludwig, and B. Stoffel. Analysis of Damaged Surfaces and Part II : Pit Counting by 2d Optical Techniques. In *3rd ASME/JSME Joint Fluids Engng. Conference, San Francisco, 1999, FEDSM99-6754*, 1999.
- [91] H. Lohrberg, B. Stoffel, R. Fortes-Patella, O. Coutier-Delgosha, and J. Reboud. Numerical and experimental investigations on the cavitating flow in a cascade of hydrofoils. *Experiments in Fluids*, 33(4) :578–586, October 2002.
- [92] Measurement Specialties. Piezo Film Sensors Technical Manual, 1999. <http://www.te.com/usa-en/products/sensors/piezo-film-sensors.html?tab=pgp-story>.
- [93] S. A. Mäkiharju, C. Gabillet, B. G. Paik, N. A. Chang, M. Perlin, and S. L. Ceccio. Time-resolved two-dimensional X-ray densitometry of a two-phase flow downstream of a ventilated cavity. *Experiments in Fluids*, 54(7), July 2013.
- [94] M. Müller, J. Hujer, M. Kotek, and P. Zima. Identification of collapse patterns of cavitation bubbles close to a solid wall. *EPJ Web of Conferences*, 45 :01120, 2013.
- [95] M. Moeny, M. Weldon, D. Stinebring, W. Straka, and M. Pierzga. Cavitation Damage From an Induced Secondary Vortex. pages 29–35. ASME, 2008.
- [96] T. Momma and A. Lichtarowicz. A study of pressures and erosion produced by collapsing cavitation. *Wear*, 186-187 :425–436, August 1995.
- [97] V. Naddeo, M. Landi, V. Belgiorno, and R.M.A. Napoli. Wastewater disinfection by combination of ultrasound and ultraviolet irradiation. *Journal of Hazardous Materials*, 168(2-3) :925–929, September 2009.
- [98] National Instrument. PCI/PXI/PXIe-5105 Specifications. [www.ni.com](http://www.ni.com).

- [99] H. N'Guyen Trong. *Développement et validation d'une méthode analytique de prévision de l'érosion de cavitation*. PhD thesis, Université Joseph Fourier, Grenoble, November 1993.
- [100] M. Nohmi, T. Katsumata, and T. Sakurai. Cavitation Impact Force Measurement of the Reverse Flow from the Pump Inducer Blades. In *23rd IAHR Symposium on Hydraulic Machinery and Systems*, Yokohama, Japan, October 2006.
- [101] N. Ochiai, Y. Iga, M. Nohmi, and T. Ikohagi. Study of Quantitative Numerical Prediction of Cavitation Erosion in Cavitating Flow. *Journal of Fluids Engineering*, 135(1) :011302, December 2012.
- [102] Y. Paquette. *Interaction Fluide-Structure en Érosion de Cavitation*. PhD thesis, Université Grenoble Alpes, 2017.
- [103] F. Pereira, F. Avellan, and Ph. Dupont. Prediction of Cavitation Erosion : An Energy Approach. *Journal of Fluids Engineering*, 120(4) :719, 1998.
- [104] M. Petkovšek and M. Dular. Simultaneous observation of cavitation structures and cavitation erosion. *Wear*, 300(1-2) :55–64, March 2013.
- [105] Piezotech S.A.S. Piezoelectric films technical information. <http://www.piezotech.eu/en/>.
- [106] Piezotech S.A.S. PVDF Shock Gauges Technical Information. <http://www.piezotech.eu/en/>.
- [107] Piezotech S.A.S. S25 PVDF Sensor : Mono-dimensionnal schock pressure measurement - How to use it -. <http://www.piezotech.eu/en/>.
- [108] S. Prothin, J. Y. Billard, and H. Djeridi. Image processing using proper orthogonal and dynamic mode decompositions for the study of cavitation developing on a NACA0015 foil. *Experiments in Fluids*, 57(10), October 2016.
- [109] J. L. Reboud. *Réponse impulsionnelle d'un milieu élastoplastique : application à l'étude de l'érosion de cavitation*. PhD thesis, INP Grenoble, 1987.
- [110] J.-L. Reboud, B. Stutz, and Olivier Coutier-Delgosha. Two phase flow structure of cavitation : Experiment and modeling of unsteady effects. In *Proc. 3th Int. Sym. Cavitation, CAV1998*, Grenoble, France, 1998.
- [111] G. E. Reisman, E. A. McKinney, and C. E. Brennen. Cloud cavitation on an oscillating hydrofoil. In *The Twentieth Symposium on Naval Hydrodynamics Office of Naval Research National Research Council*, Santa Barbara, CA, August 1994.



- [112] G. E. Reisman, Y. C. Wang, and C. E. Brennen. Observations of shock waves in cloud cavitation. *Journal of Fluid Mechanics*, 355 :255–283, January 1998.
- [113] J. P. Romain, F. Bauer, D. Zagouri, and M. Boustie. Measurement of laser induced shock pressures using PVDF gauges. volume 309, pages 1915–1918. AIP, 1994.
- [114] S. C. Roy. *Analyse et modélisation du comportement de divers matériaux en érosion de cavitation*. PhD thesis, Université Grenoble Alpes, 2015.
- [115] S. C. Roy, J. P. Franc, C. Pellone, and M. Fivel. Determination of cavitation load spectra – Part 1 : Static finite element approach. *Wear*, 344-345 :110–119, December 2015.
- [116] S. C. Roy, J. P. Franc, N. Ranc, and M. Fivel. Determination of cavitation load spectra—Part 2 : Dynamic finite element approach. *Wear*, 344-345 :120–129, December 2015.
- [117] H. Schmidt, O. Kirschner, and S. Riedelbauch. Cavitation measurements on a pump-turbine model. *Journal of Physics : Conference Series*, 656 :012071, December 2015.
- [118] H. Schmidt, O. Kirschner, S. Riedelbauch, J. Necker, E. Kopf, M. Rieg, G. Arantes, M. Wessiak, and J. Mayrhuber. Influence of the vibro-acoustic sensor position on cavitation detection in a Kaplan turbine. *IOP Conference Series : Earth and Environmental Science*, 22(5) :052006, March 2014.
- [119] R. Simoneau and A. Archer. Transposition of cavitation marks on different hardness metals. In *Proceedings of ASME Fluids Engineering Division Summer Meeting*, page V01AT05A013, Vancouver, June 1997. ASME.
- [120] H. Soyama, H. Kumano, and M. Saka. A new parameter to predict cavitation erosion. In *Proc. 4th Int. Sym. Cavitation, CAV2001*, 2001.
- [121] H. Soyama, A. Lichtarowicz, T. Momma, and E. J. Williams. A New Calibration Method for Dynamically Loaded Transducers and Its Application to Cavitation Impact Measurement. *Journal of Fluids Engineering*, 120(4) :712, 1998.
- [122] B. Stutz and J.-L. Reboud. Two-phase flow structure of sheet cavitation. *Physics of Fluids*, 9(12) :3678, 1997.
- [123] M. van Rijsbergen, E. J. Foeth, P. Fitzsimmons, and A. Boorsma. High-Speed Video Observations and Acoustic-Impact Measurements on a NACA 0015 Foil. In *Proc. 8th Int. Sym. Cavitation, CAV2012*, pages 958–964. Research Publishing Services, 2012.
- [124] T. van Terwisga, P. Fitzsimmons, L. Ziru, and E. J. Foeth. Cavitation Erosion - A review of physical mechanisms and erosion risk models. In *Proc. 7th Int. Sym. Cavitation, CAV2009*, Ann Arbor, Michigan, USA, 2009.

- [125] A. Vogel, W. Lauterborn, and R. Timm. Optical and acoustic investigations of the dynamics of laser-produced cavitation bubbles near a solid boundary. *Journal of Fluid Mechanics*, 206(-1) :299, September 1989.
- [126] Y. C. Wang and Y. W. Chen. 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*, 32(2) :403–414, November 2007.
- [127] Y. C. Wang, C. H. Huang, Y. C. Lee, and H. H. Tsai. Development of a PVDF sensor array for measurement of the impulsive pressure generated by cavitation bubble collapse. *Experiments in Fluids*, 41(3) :365–373, August 2006.
- [128] S. Watanabe, Y. Tsujimoto, J. P. Franc, and J. M. Michel. Linear Analyses of cavitation instabilities. In *Proc. 3th Int. Sym. Cavitation, CAV1998*, Grenoble, France, 1998.
- [129] P. Zima, T. Fürst, M. Sedlář, M. Komárek, and R. Huzlík. Determination of frequencies of oscillations of cloud cavitation on a 2-D hydro-foil from high-speed camera observations. *Journal of Hydrodynamics, Ser. B*, 28(3) :369–378, June 2016.
- [130] P. Zima, M. Müller, J. Hujer, J. Václav, M. Sedlář, and M. Komárek. Measurement of Impact Loads in a Cavitating Flow on a NACA 2412 hydrofoil. In *4th cavitation workshop*, Chania, Grèce, 2016.



# Liste des figures

1.1	Diagramme de phase de l'eau. . . . .	16
1.2	Types de cavitation. L'écoulement se fait de la gauche vers la droite. . . . .	18
1.3	Cavitation observée dans différentes turbomachines hydrauliques . . . . .	19
1.4	Cavitation par poche sur le profil d'étude défini dans la section 3.3.2 du chapitre 5. ( $Re = 8.0.10^5$ , $\sigma = 1.1$ , $i = 6^\circ$ ). . . . .	21
1.5	Érosion de cavitation observée dans des machines hydrauliques. . . . .	21
2.1	Vue de coté (à gauche) et de dessus (à droite) d'un NACA2412 avec une cavitation par poche. L'écoulement se fait de la gauche vers la droite. (Source : Zima et al. [129]) . . . . .	26
2.2	(a) Montage d'un capteur d'émission acoustique sur un échantillon à tester dans la boucle d'essais d'érosion du LEGI. (b) Schéma du montage de capteurs d'émission acoustique sur la veine d'essais MARIN. (Sources : (a) M. Ylonen et (b) van Rijsbergen et al. [123]) . . . . .	28
2.3	(a) Schéma d'une turbine Francis montrant la position des différents capteurs. (b) Capteur d'émission acoustique sur la partie supérieure de la volute (à gauche) et vue en coupe de la turbine-pompe (à droite). (Sources : (a) Escaler et al. [36] et (b) Schmidt et al. [117]). . . . .	29
2.4	(a) Vue d'une cavitation de tourbillon marginal sur un hydrofoil avec une cavitation induite au bord d'attaque et l'érosion en résultant. (b) Vue de dessus d'un NACA0015 peint soumis à un écoulement cavitant dans le tunnel MARIN. (Sources : (a) Moeny et al. [95] et (b) Van Rijsbergen et al. [123]). . . . .	30
2.5	(a) Essai de marquage réalisé dans la boucle d'essais d'érosion du LEGI. (b) Histogrammes cumulés de la fréquence des pics en fonction du diamètre pour différents matériaux. (source : (a) Carnelli et al. [18] et (b) Franc et al. [55]). . . . .	31
2.6	Dispositif expérimental (a) utilisé pour étudier un écoulement cavitant sur un Venturi (b) en plexiglass sur lequel une feuille d'aluminium a été collée (source : Petkovšek et Dular [104]). . . . .	32
2.7	(a) Photo d'un échantillon d'acier inoxydable et (b) profil mesuré par un profilomètre mécanique d'un échantillon d'aluminium AL 7075 érodés dans la boucle d'essais d'érosion de cavitation du LEGI. (Sources : (a) M. Ylonen et (b) Kim et al., chapitre 5 [73]) . . . . .	33
2.8	Photo d'un capteur de pression piézocéramique monté sur un échantillon testé dans la boucle d'érosion du LEGI. (Source : Franc et al. [54]) . . . . .	34

2.9	(a) Signaux reçus par les capteurs lors du premier collapsus de la bulle de cavitation. (b) Position de la bulle par rapport aux capteurs. (Source : (a) Wang et al. [127]) . . . . .	35
2.10	Vue de dessus d'un venturi équipé d'une matrice de capteurs PVDF dans la zone où le nuage implose. (Source : Dimitrov et al. [30]) . . . . .	36
2.11	(a) NACA2412 instrumenté avec des capteurs PVDF. (b) Capteur PVDF monté sur un échantillon testé dans la boucle d'érosion du LEGI. (Sources : Zima et al. [130] et Hujer et al. [63]). . . . .	37
3.1	Vue d'ensemble du tunnel hydrodynamique du LEGI . . . . .	41
3.2	Vue 3D de la veine n°1 . . . . .	41
3.3	Photo (a), vue 3D (b) et vue de face (c) de la section d'essais. . . . .	43
3.4	Section du profil (à gauche), photo du profil plein (à droite) . . . . .	44
3.5	(a) Vue éclatée du profil instrumenté. (b) Dessin technique du profil creux. (c) Dessin technique de la plaque amovible . . . . .	45
3.6	Vue éclatée du montage entre le profil et le moteur . . . . .	46
3.7	Photos des capteurs de pression (à gauche) et de température (à droite) situés au niveau de la section carrée . . . . .	47
3.8	Schéma de principe de l'asservissement de la veine . . . . .	48
3.9	Extrait de l'interface labview pour la supervision de la veine d'essais et du moteur . . . . .	50
4.1	Loi d'état barotrope $\rho(p)$ d'après Delannoy et Kueny [29] pour un $c_{min} = 1$ m/s en eau froide. . . . .	54
4.2	Modification de la viscosité turbulente. Figure extraite de [24]. . . . .	55
4.3	Aperçu du maillage autour du profil pour une incidence (a) $i = 4^\circ$ et (b) $i = 6^\circ$ . . . . .	57
4.4	Domaine de calcul et conditions aux limites, illustration pour $i = 4^\circ$ . . . . .	57
5.1	Carte de cavitation pour une vitesse de $V = 8$ m/s. . . . .	63
5.2	Estimation du transitoire numérique. ( $V = 8$ m/s, $\sigma = 1.09$ , $i = 4^\circ$ ) . . . . .	66
5.3	Estimation de la longueur de poche $l$ et de la fréquence de lâchers $f$ . ( $V = 8$ m/s, $\sigma = 1.09$ , $i = 4^\circ$ ) . . . . .	67
5.4	Principe de traitement des vidéos hautes fréquences. ( $V = 8$ m/s, $\sigma = 1.09$ , $i = 4^\circ$ ) . . . . .	69
5.5	Détermination de la longueur de poche $l$ et de la fréquence de lâchers $f$ . ( $V = 8$ m/s, $\sigma = 1.09$ , $i = 4^\circ$ ) . . . . .	70
5.6	Diagrammes spatio-temporels (a) expérimental du niveau de gris $gl$ et (b) numérique du taux de vide $\alpha$ sur 5 lâchers. ( $V \sim 10$ m/s, $\sigma \sim 1.28$ , $i = 6^\circ$ ) . . . . .	72

5.7	Transformée de Fourier du volume total de vapeur pour tous les points numériques entre 2 et 100 Hz (en haut) et 2 et 25 Hz (en bas). L'amplitude de chaque point correspond à l'amplitude de la transformée de Fourier divisée par l'amplitude de cette même transformée de Fourier calculée pour la fréquence de lâchers $f$ . . . . .	72
5.8	Distribution du taux de vide $\alpha$ à différents instants du cycle. $t * f$ correspond au temps $t$ adimensionné par la fréquence de lâchers $f$ . ( $V = 8$ m/s, $\sigma = 1.09$ , $i = 4^\circ$ , $f = 42.6$ Hz) . . . . .	75
5.9	Diagramme spatio-temporel du taux de vide $\alpha$ adimensionné temporellement par la fréquence de lâchers $f$ . Les traits verticaux noirs indiquent les instants 1, 2, 3 et 4. A l'instant 1 ( $t * f = 0.01$ ), la poche apparait au bord d'attaque. A l'instant 2 ( $t * f = 0.42$ ), la poche atteint sa taille maximale. A l'instant 3 ( $t * f = 0.79$ ), la poche est détachée du profil par le jet rentrant. A l'instant 4 ( $t * f = 1.01$ ), une nouvelle poche apparait au bord d'attaque. ( $V = 8$ m/s, $\sigma = 1.09$ , $i = 4^\circ$ , $f = 42.6$ Hz) . . . . .	76
5.10	Extraits d'une vidéos par caméra rapide lors d'un lâcher. $t * f$ correspond au temps adimensionné par la fréquence de lâchers $f$ . ( $V = 8$ m/s, $\sigma = 1.09$ , $i = 4^\circ$ , $f = 44.3$ Hz) . . . . .	78
5.11	Diagrammes spatio-temporels du niveau moyen de gris selon l'envergure sur deux lâchers. $t * f$ correspond au temps adimensionné par la fréquence de lâchers $f$ . A l'instant 1 ( $t * f = 0.01$ ), la poche apparait au bord d'attaque. A l'instant 2 ( $t * f = 0.85$ ), la poche atteint sa taille maximale. A l'instant 3 ( $t * f = 0.95$ ), la poche est détachée du profil par le jet rentrant. A l'instant 4 ( $t * f = 1.00$ ), une nouvelle poche apparait au bord d'attaque. ( $V = 8$ m/s, $\sigma = 1.09$ , $i = 4^\circ$ , $f = 44.3$ Hz) . . . . .	80
5.12	Contours des diagrammes spatio-temporels numérique (en rouge) et expérimental (en bleu) adimensionnés par la longueur de poche $l$ et la fréquence de lâchers $f$ . $t * f$ correspond au temps $t$ adimensionné par la fréquence de lâchers $f$ . $x/l$ correspond à la position $x$ adimensionnée par la longueur de poche $l$ . L'instant 1 correspond à l'apparition de la poche au bord d'attaque. A l'instant 2 la poche atteint sa taille maximale. A l'instant 3, la poche est complètement détachée du profil. La flèche RJ correspond au moment d'apparition du jet rentrant. ( $V = 8$ m/s, $\sigma = 1.09$ , $i = 4^\circ$ ) . . . . .	82
5.13	Diagrammes spatio-temporels numérique du taux de vide $\alpha$ (en haut) et expérimental du niveau moyen de gris $gl$ pour un point de fonctionnement. $l/c$ correspond la longueur de poche. ( $V = 8$ m/s, $\sigma = 1.09$ , $i = 4^\circ$ ) . . . . .	84

- 5.14 Influence des paramètres hydrodynamiques sur la dynamique de poche numérique.  $V$  en vert clair est la vitesse de l'écoulement.  $V_g$  en bleu foncé est la vitesse de croissance de la poche.  $V_j$  en noir est la vitesse du jet rentrant.  $V_c$  en rose est la vitesse du nuage de bulles. LE et TE correspondent respectivement au bord d'attaque et de fuite. A l'instant 1, la poche apparait au bord d'attaque. A l'instant 2, la poche atteint sa taille maximale. A l'instant 3, la poche est détachée du profil par le jet rentrant. A l'instant 4, une nouvelle poche apparait au bord d'attaque. . . . . 86
- 5.15 Influence des paramètres hydrodynamiques sur la dynamique de poche expérimentale.  $V$  en vert clair est la vitesse de l'écoulement.  $V_g$  en bleu foncé est la vitesse de croissance de la poche.  $V_j$  en blanc est la vitesse du jet rentrant.  $V_c$  en rose est la vitesse du nuage de bulles. LE et TE correspondent respectivement au bord d'attaque et de fuite. A l'instant 1, la poche apparait au bord d'attaque. A l'instant 2, la poche atteint sa taille maximale. A l'instant 3, la poche est détachée du profil par le jet rentrant. A l'instant 4, une nouvelle poche apparait au bord d'attaque. . . . . 89
- 5.16 Diagrammes spatio-temporels du niveau moyen de gris sur 1.5 lâchers (à gauche) et visualisations à un instant de la croissance de la poche (au centre) et quand la poche a quasiment atteint sa taille maximale (à droite) pour une incidence  $i = 6^\circ$ , une vitesse de l'écoulement de  $V = 8.0$  m/s et un nombre de cavitation (a)  $\sigma = 1.12$ , (b)  $\sigma = 1.37$  et (c)  $\sigma = 1.57$ . A l'instant 1 ( $t * f = 0.01$ ) la poche apparait au bord d'attaque. A l'instant 2 ( $t * f = 0.85$ ) la poche atteint sa taille maximale. A l'instant 3 ( $t * f = 0.95$ ) la poche est détachée du profil par le jet rentrant. A l'instant 4 ( $t * f = 1.00$ ) une nouvelle poche apparait au bord d'attaque. . . . . 91
- 5.17 Longueur de poche  $l$  en fonction de  $\sigma/(2 * i)$  avec  $\sigma$  le nombre de cavitation et  $i$  l'incidence du profil. Les points en bleu, rouge et noir sont respectivement à une incidence de  $i = 4^\circ$ ,  $6^\circ$  et  $8^\circ$ . Les points avec des marqueurs pleins sont des points expérimentaux, ceux vides sont numériques. Les résultats tracés en vert sont les mesures de Kawanami et al. [70] sur un NACA0015 de 80 mm de corde et à une incidence  $i = 8.36^\circ$ . . . . . 95
- 5.18 Strouhal basé sur la corde  $c$ ,  $St = fc/V$ , en fonction de  $\sigma/(2 * i)$  avec  $\sigma$  le nombre de cavitation et  $i$  l'incidence du profil. Les points en bleu, rouge et noir sont respectivement à une incidence de  $i = 4^\circ$ ,  $6^\circ$  et  $8^\circ$ . Les points avec des marqueurs pleins sont des points expérimentaux, ceux vides sont numériques. Les résultats tracés en vert sont les mesures de Arndt et al. [4] sur un NACA0015 avec une corde de 81 mm et une incidence de  $i = 8^\circ$ . Les traits en pointillés correspondent à des courbes de tendance. . . . . 96

5.19	Strouhal basé sur la longueur de poche $l$ , $St = fl/V$ , en fonction du nombre de cavitation $\sigma$ . Les points en bleu, rouge et noir sont respectivement à une incidence de $i = 4^\circ$ , $6^\circ$ et $8^\circ$ . Les points avec des marqueurs pleins sont des points expérimentaux, ceux vides sont numériques. . . . .	98
6.1	(a) Numérotation des axes du film PVDF (b) Films PVDF métallisés. (Source : (b) Piezotech [105]) . . . . .	102
6.2	(a) Schéma électrique d'un capteur PVDF (b) Pression impactant le capteur PVDF sur une portion de sa surface. . . . .	104
6.3	Structure d'un capteur PVDF. . . . .	106
6.4	Schéma électrique du système d'acquisition. . . . .	107
6.5	Schéma électrique simplifié du système d'acquisition. . . . .	107
6.6	Module de $\overline{H}(s)$ en fonction de la fréquence. . . . .	108
6.7	(a) Masques imprimés sur transparents plastiques. (b) Masques en verre avec une couche de chrome pour une matrice de capteur. (c) Capteur obtenu en utilisant des masques imprimés sur transparents plastiques. (d) Capteur obtenu en utilisant des masques en verre avec une couche de chrome. . . . .	109
6.8	Type de problèmes d'alignement lors de la photogravure chimique . . . . .	110
6.9	Effets de bord pour une zone sensible carrée. . . . .	111
6.10	Clinchers montés sur une matrice de capteurs. . . . .	112
6.11	(a) Visu 3D de la plaque amovible avec un capteur collé dessus et un zoom sur la gorge de 2,5 mm percée pour le passage du capteur. Photo du dessus (b) et du dessous (c) de la pièce amovible équipée d'un capteur. . . . .	114
6.12	Étalonnage par (a) cassure d'une mine de crayon et (b) chute de bille. (Source : (a) Momma et al. [96]) . . . . .	115
6.13	Signaux typiques d'une chute de bille ( $\Phi = 4$ mm et $m = 0.27$ g) sur un capteur PVDF pour différences capacités ajoutées en parallèle. . . . .	117
6.14	Photo du capteur Piezotech [106] (en haut) et du capteur LEGI (en bas) tous les deux collés avec un scotch double face sur un support en aluminium. . . . .	119
6.15	Signaux de deux capteurs PVDF, en bleu celui de Piezotech [106], en rouge celui LEGI de surface active $2.5 \text{ mm}^2$ pour différents câblages lors du lâcher d'une bille de diamètre $\Phi = 4.5$ mm. . . . .	119
6.16	Courbes de calibration pour un capteur Piezotech [106] et un capteur LEGI de surface active respective de $1 \text{ mm}^2$ et $2.5 \text{ mm}^2$ . . . . .	120
6.17	Matrices de capteurs. . . . .	121
6.18	Essai sur une matrice de capteur quatre lignes et quatre colonnes pour une bille de diamètre $\Phi = 4.5$ mm et une hauteur de chute initiale de $h_1 = 200$ mm. $A(ij)$ : tension mesurée par le capteur situé à l'intersection entre la ligne $i$ et la colonne $j$ . $A(i-)$ : tension mesurée sur la ligne $i$ . . . . .	122



6.19 Signaux mesurés par une ligne de capteur lors d'une chute de bille de diamètre $\Phi = 6$ mm sur le capteur 5. . . . .	124
6.20 Courbes de calibration avant et après les essais en tunnel pour les différents capteurs de la matrice . . . . .	125
6.21 Photos du profil instrumenté avant de fixer la plaque amovible (a), une fois la plaque montée de côté (b) et de dessus (c). . . . .	126
6.22 Montage des capteurs sur la carte d'acquisition. . . . .	127
6.23 Extrait de l'interface Labview du programme d'acquisition haute fréquence. . . . .	129
6.24 Signaux hautes fréquences avec le moteur activé et sans cavitation (en rouge), avec le moteur désactivé et sans cavitation (en vert) et avec le moteur désactivé et avec cavitation (en bleu) sur 0.3 s (a) et pour un zoom autour d'un pic de cavitation (b) mesurés avec le capteur n°7 placé à 61% de la corde. . . . .	131
6.25 Signal haute fréquence après filtrage de toutes les fréquences en dessous de 200 Hz (la légende est la même pour les deux figures). ( $\sigma = 1.29$ , $V = 10$ m/s et $i = 6^\circ$ ) . . . . .	132
6.26 Signaux sur le capteur 8 avant et après soustraction de la moyenne des autres signaux. ( $\sigma = 1.29$ , $V = 10$ m/s et $i = 6^\circ$ ) . . . . .	133
6.27 Application de la fonction findpeaks sur les huit capteurs et sur un signal de 1 s. Les cercles de couleur correspondent aux pics détectés par la fonction findpeaks pour le signal du capteur tracé avec la même couleur. ( $\sigma = 1.29$ , $V = 10$ m/s et $i = 6^\circ$ ) . . . . .	135
6.28 Histogramme cumulé de la fréquence des pics en fonction de l'amplitude sur le capteur 7 pour 3 séries de mesures faites pour des points de fonctionnements très proches. La première série d'une durée de 300.3 s est tracée en bleu. La seconde série d'une durée de 326.7 s est tracée en rouge. La troisième d'une durée de 333.3 s est tracée en vert. La dernière, les étoiles en noir est la moyenne des trois précédentes. Les points non remplis sont de probabilités très faibles et ont été observés moins de quatre fois pendant la durée de l'essai. . . . .	135
6.29 Évolution du rapport entre la fréquence des pics $\dot{N}$ supérieur à un certain seuil à un instant t et celle sur la durée totale $\dot{N}_{end}$ pour le capteur 7. . . . .	136
7.1 Échelles spatiales et temporelles dans un écoulement cavitant. . . . .	140
7.2 Exemples de pics détectés à différents instants sur le capteur 7 (a), (c), (d) et (e) et sur le capteur 8 (b) avec la fonction findpeaks de MATLAB™, voir paragraphe 6.9.4 du chapitre 6. ( $\sigma = 1.29$ , $V = 10$ m/s et $i = 6^\circ$ ) . . . . .	142
7.3 Répartition des pics selon leur durée estimée à mi hauteur, pour chaque capteur et les étoiles en vert représentent la répartition sur l'ensemble des capteurs. Les durées d'impact ont été divisées en classes de 0.1 $\mu$ s de largeur. Pour chaque classe, l'ordonnée représente le nombre de pics dans cette classe rapporté au nombre total de pics. ( $\sigma = 1.29$ , $V = 10$ m/s et $i = 6^\circ$ ) . . . . .	143

7.4	Pics observés sur chaque capteur sur un enregistrement sur 170 lâchers (en haut) et entre le lâcher 90 et 94 (en bas) avec $f$ la fréquence de lâchers. ( $\sigma = 1.29, V = 10$ m/s, $i = 6^\circ, f = 53.0$ Hz) . . . . .	145
7.5	Observations de l'écoulement cavitant à différents instants pour une poche structurée et 2D. (a) Poche attachée (entourée en bleu clair) juste avant détachement par le jet rentrant. (b) Nuage de bulles (entouré en rose) après détachement de la poche attachée (c) Nuage de bulles (entouré en rose) convecté par l'écoulement. ( $\sigma = 1.29, V = 10$ m/s, $i = 6^\circ, f = 53$ Hz) . . . . .	148
7.6	Observations de l'écoulement cavitant à différents instants pour une poche déstructurée et 3D. ( $\sigma = 1.29, V = 10$ m/s, $i = 6^\circ, f = 53$ Hz) . . . . .	149
7.7	Observations des structures générées au niveau de la zone de fermeture. ( $\sigma = 1.29, V = 10$ m/s, $i = 6^\circ, f = 53$ Hz) . . . . .	150
7.8	Histogrammes cumulés de la fréquence des pics $\dot{N}$ en fonction de la force $F$ pour les différents capteurs. Les traits en pointillé représentent les approximations exponentielles. Les points non remplis sont de probabilités très faibles et ont été observés moins de 4 fois pendant la durée de l'essai ( $\sim 990$ s). ( $\sigma = 1.29, V = 10$ m/s et $i = 6^\circ$ ) . . . . .	151
7.9	Histogrammes cumulés de la fréquence des pics $\dot{N}$ en fonction de la force $F$ adimensionnés par $\dot{N}^*$ et $F^*$ . ( $\sigma = 1.29, V = 10$ m/s et $i = 6^\circ$ ) . . . . .	152
7.10	Force moyenne $\bar{F}$ en fonction de la corde $x/c$ pour différents seuils. La ligne rose correspond à la longueur de poche $l$ . ( $\sigma = 1.29, V = 10$ m/s et $i = 6^\circ$ ) . . . . .	154
7.11	Fréquence des pics $\dot{N}$ en fonction de la corde $x/c$ pour différents seuils. La ligne rose correspond à la longueur de poche $l$ . ( $\sigma = 1.29, V = 10$ m/s et $i = 6^\circ$ ) . . . . .	154
7.12	Fréquence des pics $\dot{N}$ en fonction de la position $x/c$ sur le profil pour un seuil de $F' \geq 1$ et trois points de fonctionnement, $V = 10.02$ m/s, $\sigma = 1.28$ et $i = 6^\circ$ en bleu, $V = 9.65$ m/s, $\sigma = 1.46$ et $i = 6^\circ$ en rouge, $V = 10.39$ m/s, $\sigma = 1.14$ et $i = 4^\circ$ en vert. . . . .	156
7.13	Comportement global du nuage de bulles pour des points de fonctionnement différents, (a) $V = 8.01$ m/s, $\sigma = 1.28$ et $i = 6^\circ$ , (b) $V = 7.99$ m/s, $\sigma = 1.57$ et $i = 6^\circ$ , (c) $V = 7.99$ m/s, $\sigma = 1.15$ et $i = 4^\circ$ en vert. $f$ est la fréquence de lâchers. . . . .	158
7.14	Fréquence des pics $\dot{N}$ en fonction de la position $x/c$ sur le profil pour un seuil de $F' \geq 1$ N et différentes vitesses, $V = 7.02$ m/s en bleu, $V = 8.02$ m/s en rouge, $V = 9.06$ m/s en vert et $V = 10.03$ m/s en noir. ( $\sigma \sim 1.3, i = 6^\circ$ et $l \sim 60$ mm) . . . . .	160
7.15	Fréquence des pics $\dot{N}$ en fonction de la position $x/c$ sur le profil pour différents seuils et vitesses, $V = 7.02$ m/s et $F' \geq 1$ N en bleu, $V = 8.02$ m/s et $F' \geq 1.14$ N en rouge, $V = 9.06$ m/s et $F' \geq 1.29$ N en vert et $V = 10.03$ m/s et $F' \geq 1.43$ N en noir. ( $\sigma \sim 1.3$ et $i = 6^\circ$ ) . . . . .	161

- 7.16 Fréquence des pics  $\dot{N}$  en fonction de la position  $x/c$  sur le profil pour un seuil de  $F \geq 1$  N et différentes vitesses,  $V = 8.02$  m/s en bleu,  $V = 9.04$  m/s en rouge et  $V = 10.39$  m/s en vert. ( $\sigma \sim 1.1$ ,  $i = 4^\circ$  et  $l \sim 55$  mm) . . . . . 161
- 7.17 Histogramme cumulé de la fréquence des pics  $\dot{N}$  en fonction de la force  $F$  pour le capteur 7 (61 mm) pour différentes vitesses,  $V = 7.02$  m/s en bleu,  $V = 8.02$  m/s en rouge,  $V = 9.06$  m/s en vert et  $V = 10.03$  m/s en noir. Les traits en pointillé représentent les approximations exponentielles. Les points non remplis sont de probabilités très faibles et ont été observés moins de 4 fois pendant la durée de l'essai. ( $\sigma \sim 1.3$  et  $i = 6^\circ$ ) . . . . . 162
- 7.18 Histogramme cumulé de la fréquence des pics  $\dot{N}$  en fonction de la force  $F$  pour le capteur 5 (51 mm) pour différentes vitesses,  $V = 8.02$  m/s en bleu,  $V = 9.04$  m/s en rouge et  $V = 10.39$  m/s. Les traits en pointillé représentent les approximations exponentielles. Les points non remplis sont de probabilités très faibles et ont été observés moins de 4 fois pendant la durée de l'essai. ( $\sigma \sim 1.1$  et  $i = 4^\circ$ ) . . . . . 163
- 7.19 Influence de la vitesse sur la force caractéristique  $F^*$  (symbolisée par des ronds), la force moyenne  $\bar{F}$  de l'ensemble des pics supérieurs à 1 N (symbolisée par des carrés) et la force maximale  $F_{max}$  (symbolisée par des triangles). En bleu,  $\sigma \sim 1.3$  et  $i = 6^\circ$ . En rouge,  $\sigma \sim 1.1$  et  $i = 4^\circ$ . . . . . 165
- 7.20 Influence de la vitesse sur la fréquence caractéristique  $\dot{N}^*$  (symbolisée par des ronds), la fréquence des pics supérieurs  $\dot{N}(F' \geq 1$  N) à 1 N (symbolisée par des carrés). En bleu,  $\sigma \sim 1.3$  et  $i = 6^\circ$ . En rouge,  $\sigma \sim 1.1$  et  $i = 4^\circ$ . . . . . 165
- 7.21 Histogrammes cumulés de la fréquence des pics  $\dot{N}$  en fonction de la force  $F$  pour le capteur 7 (61 mm) pour différentes vitesses,  $V = 7.02$  m/s en bleu,  $V = 8.02$  m/s en rouge,  $V = 9.06$  m/s en vert et  $V = 10.03$  m/s en noir. Les points remplis correspondent aux histogrammes mesurés. Les points non remplis correspondent à la transposition à la vitesse de  $V = 10.03$  m/s de l'histogramme mesuré. ( $\sigma \sim 1.3$  et  $i = 6^\circ$ ) . . . . . 167
- 7.22 Histogrammes cumulés de la fréquence des pics  $\dot{N}$  en fonction de la force  $F$  pour le capteur 5 (51 mm) pour différentes vitesses,  $V = 8.02$  m/s en bleu,  $V = 9.04$  m/s en rouge et  $V = 10.39$  m/s en vert. Les points remplis correspondent aux histogrammes mesurés. Les points non remplis correspondent à la transposition à la vitesse de  $V = 10.39$  m/s de l'histogramme mesuré. ( $\sigma \sim 1.1$  et  $i = 4^\circ$ ) . . . . . 168
- 7.23 Scénario physique basé sur un bilan énergétique (adapté de Fortes-Patella et al. [42, 44, 48]). . . . . 169

7.24	Application du modèle énergétique pour $t/T_{ref} = 2.25$ . (a) Distribution du taux de vide $\alpha$ . (b) Distribution de la puissance volumique potentielle d'agressivité $P_{3d}$ . Les pointillés blanc correspondent aux contours de la poche attachée (A) et de la structure 2. (c) Puissance surfacique potentielle d'agressivité $P_{2d}$ en fonction de la corde de l'hydrofoil. ( $\sigma = 1.26, V = 8 \text{ m/s}, i = 6^\circ$ ) . . . . .	172
7.25	Évolution du rapport entre l'agressivité moyenne $P_{mean}$ pour une durée T ( $\sim 58$ lâchers) et celle obtenue à la fin du calcul $P_{mean-fin}$ pour des capteurs numériques très proches de la position de ceux expérimentaux. ( $\sigma = 1.26, V = 8 \text{ m/s}, i = 6^\circ, l = 58 \text{ mm}$ et $f = 42.3 \text{ Hz}$ ) . . . . .	174
7.26	Évolution de l'agressivité moyenne le long de la corde pour différentes durées d'analyse T. Les traits discontinus verticaux encadrent la zone pour laquelle l'agressivité moyenne est comprise à $\pm 5\%$ de celle finale pour une durée totale de $T/T_{ref} = 110$ . $T_{ref}$ est le temps de référence défini par $T_{ref} = c/V$ . Les traits en pointillés délimitent la zone instrumentée expérimentalement. ( $\sigma = 1.26, V = 8 \text{ m/s}$ et $i = 6^\circ$ ) . . . . .	174
7.27	Distribution du taux de vide $\alpha$ et de la puissance surfacique potentielle $P_{2d}$ lors d'un cycle. $t * f$ correspond au temps $t$ adimensionné par la fréquence de lâchers $f$ . Pour plus de visibilité, l'échelle des ordonnées de $P_{2d}$ est limitée à $P_{2d}/\rho V^3 = 0.5$ , par contre le pic n°1 à $t * f = 0.78$ dépasse cette valeur et vaut $P_{2d}/\rho V^3 = 0.77$ . ( $\sigma = 1.26, V = 8 \text{ m/s}, i = 6^\circ, l = 58 \text{ mm}$ et $f = 41.6 \text{ Hz}$ ) . . . . .	177
7.28	Diagrammes spatio-temporels du taux de vide $\alpha$ (en haut) et de la puissance surfacique potentielle $P_{2d}$ (en bas) sur 10 lâchers. Les traits discontinus en bleu clair correspondent aux instants du cycle montrés dans la figure 7.27. Le trait discontinu rouge représente la longueur de poche $l = 58 \text{ mm}$ estimée numériquement. $t * f$ correspond au temps $t$ adimensionné par la fréquence de lâchers $f$ . Pour plus de lisibilité, l'échelle de $P_{2d}/\rho V^3$ est limitée entre 0.01 à 2. Les pics d'amplitude $P_{2d}/\rho V^3 < 0.01$ sont en blanc et ceux d'amplitude supérieure à 2 sont en rouge foncé. ( $\sigma = 1.26, V = 8 \text{ m/s}, i = 6^\circ, l = 58 \text{ mm}$ et $f = 41.1 \text{ Hz}$ ) . . . . .	179
7.29	Diagrammes spatio-temporels du (a) taux de vide $\alpha$ et (b) de la puissance surfacique potentielle $P_{2d}$ sur 3.5 lâchers. Le trait discontinu rouge représente la longueur de poche moyenne $l$ . $t * f$ correspond au temps $t$ adimensionné par la fréquence de lâchers $f$ . Pour plus de lisibilité, l'échelle de $P_{2d}/\rho V^3$ est limitée entre 0.01 à 2. Les pics d'amplitude $P_{2d}/\rho V^3 < 0.01$ sont en blanc et ceux d'amplitude supérieure à 2 sont en rouge foncé. ( $\sigma = 1.26, V = 8 \text{ m/s}, i = 6^\circ, l = 58 \text{ mm}$ et $f = 41.1 \text{ Hz}$ ) . . . . .	181

- 7.30 Diagrammes spatio-temporels de la puissance surfacique potentielle instantanée  $P_{2d}$  sur 3 lâchers pour deux points de fonctionnement. Le trait horizontal discontinu rouge représente la longueur de poche  $l$  estimée numériquement.  $t * f$  correspond au temps  $t$  adimensionné par la fréquence de lâchers  $f$ . Pour plus de lisibilité, l'échelle de  $P_{2d}/\rho V^3$  est limitée entre 0.01 à 2. Les pics d'amplitude  $P_{2d}/\rho V^3 < 0.01$  sont en blanc et ceux d'amplitude supérieure à 2 sont en rouge foncé. . . . . 183
- 7.31 Évolution de l'agressivité moyenne  $P_{mean}$  le long de la corde  $x/c$  pour deux points de fonctionnement à une même vitesse  $V = 8$  m/s et incidence  $i = 6^\circ$  :  $\sigma = 1.26$  et  $i = 6^\circ$  en bleu,  $\sigma = 1.46$  et  $i = 6^\circ$  en vert. . . . . 184
- 7.32 Diagrammes spatio-temporels de la puissance surfacique potentielle instantanée  $P_{2d}$  sur 3.5 lâchers pour deux points de fonctionnement. Le trait horizontal discontinu rouge représente la longueur de poche  $l$  estimée numériquement.  $t * f$  correspond au temps  $t$  adimensionné par la fréquence de lâchers  $f$ . Pour plus de lisibilité, l'échelle de  $P_{2d}/\rho V^3$  est limitée entre 0.01 à 2. Les pics d'amplitude  $P_{2d}/\rho V^3 < 0.01$  sont en blanc et ceux d'amplitude supérieure à 2 sont en rouge foncé. . . . . 186
- 7.33 Évolution de l'agressivité moyenne le long de la corde pour deux points de fonctionnement à une même vitesse  $V = 8$  m/s :  $\sigma = 1.26$  et  $i = 6^\circ$  en bleu,  $\sigma = 1.09$  et  $i = 4^\circ$  en rouge. . . . . 187
- 7.34 Diagrammes spatio-temporels de la puissance surfacique potentielle  $P_{2d}$  pour trois points de fonctionnement à un nombre de cavitation de  $\sigma = 1.09$ , une incidence de  $i = 4^\circ$  et pour des vitesses différentes : (a)  $V = 6$  m/s, (b)  $V = 8$  m/s et (c)  $V = 10$  m/s.  $t * f$  correspond au temps  $t$  adimensionné par la fréquence de lâchers  $f$ . Pour plus de lisibilité, l'échelle de  $P_{2d}/\rho V^3$  est limitée entre 0.01 à 2. Les pics d'amplitude  $P_{2d}/\rho V^3 < 0.01$  sont en blanc et ceux d'amplitude supérieure à 2 sont en rouge foncé. ( $\sigma \sim 1.1$ ,  $i = 4^\circ$ ) . . . . . 189
- 7.35 Agressivité moyenne en fonction de la position sur le profil pour différentes vitesses,  $V = 6.0$  m/s en bleu,  $V = 8.0$  m/s en rouge et  $V = 10.0$  m/s en vert. La longueur de poche de  $l \sim 56$  mm est représentée par le trait discontinu noir et correspond à la moyenne des longueurs de poche des trois points. ( $\sigma \sim 1.1$ ,  $i = 4^\circ$ ) . . . . . 190
- 7.36 Diagrammes spatio-temporels de la puissance surfacique potentielle  $P_{2d}$  pour trois points de fonctionnement à un nombre de cavitation de  $\sigma \sim 1.3$ , une incidence de  $i = 6^\circ$  et pour des vitesses différentes : (a)  $V = 6$  m/s, (b)  $V = 8$  m/s et (c)  $V = 10$  m/s.  $t * f$  correspond au temps  $t$  adimensionné par la fréquence de lâchers  $f$ . Pour plus de lisibilité, l'échelle de  $P_{2d}/\rho V^3$  est limitée entre 0.01 à 2. Les pics d'amplitude  $P_{2d}/\rho V^3 < 0.01$  sont en blanc et ceux d'amplitude supérieure à 2 sont en rouge foncé. ( $\sigma \sim 1.3$ ,  $i = 6^\circ$ ) . . . . . 192

7.37	Agressivité moyenne en fonction de la position sur le profil pour différentes vitesses, $V = 6.0$ m/s en bleu, $V = 8.0$ m/s en rouge et $V = 10.0$ m/s en vert. La longueur de poche de $l \sim 58$ mm est représentée par le trait discontinu noir. ( $\sigma \sim 1.3$ , $i = 6^\circ$ et $l \sim 58$ mm) . . . . .	193
A.1	Schéma de l'architecture globale des programmes simulant la cavitation . . . . .	236
B.1	Tracés des géométries testées. . . . .	239
B.2	Diagrammes spatio-temporels du taux de vide sur les géométries (a) A, (b) B, (c) C et (d) D pour une incidence de $4^\circ$ . . . . .	241
B.3	Diagrammes spatio-temporels du taux de vide sur les géométries (a) A, (b) B, (c) C et (d) D pour une incidence de $6^\circ$ . $t$ est le temps en s, $c$ est la corde et $V$ est la vitesse de l'écoulement. ( $\sigma_{down} = 1.1$ et $V = 10$ m/s) . . . . .	242
C.1	Aperçu du maillage complet (en haut) et d'un zoom (en bas) pour un angle d'attaque de $4^\circ$ . . . . .	243
C.2	(a) Comparaison entre la longueur de poche expérimentale et celle numérique pour le même point de fonctionnement pour différentes vitesses. (b) Comparaison entre la fréquence de lâchers expérimentale et celle numérique pour le même point de fonctionnement pour différentes vitesses. . . . .	244
D.1	Partie commune de l'interface Labview. . . . .	246
D.2	Onglet de l'interface Labview associé à la supervision de la veine. . . . .	247
D.3	Onglet de l'interface Labview associé aux capteurs PVDF . . . . .	248
H.1	Répartition des pics selon leur durée estimée à mi hauteur, pour chaque capteur et les étoiles en vert représentent la répartition sur l'ensemble des capteurs. Les durées d'impact ont été divisées en classes de $0.1 \mu\text{s}$ de largeur. Pour chaque classe, l'ordonnée représente le nombre de pics dans cette classe rapporté au nombre total de pics. . . . .	264
I.1	Distribution du taux de vide $\alpha$ et de la puissance surfacique potentielle $P_{2d}$ lors d'un cycle. $t * f$ correspond au temps $t$ adimensionné par la fréquence de lâchers $f$ . Pour plus de visibilité, l'échelle des ordonnées de $P_{2d}$ est limitée à $P_{2d}/\rho V^3 = 0.5$ , par contre le pic n°2 à $t * f = 0.68$ dépasse cette valeur et vaut $P_{2d}/\rho V^3 = 0.54$ . ( $\sigma = 1.09$ , $V = 8$ m/s, $i = 4^\circ$ , $l = 56$ mm et $f = 42.3$ Hz) . . . . .	266



# Liste des tableaux

4.1	Conditions des calculs numériques effectués avec le maillage raffiné. Tous les calculs sont faits avec $c_{min} = 1$ m/s et $\rho_v/\rho_l = 0.01$ . La méthode d'évaluation de la longueur de poche $l$ et de la fréquence de lâchers $f$ est présentée au chapitre 5. . . . .	59
5.1	Récapitulatif des caractéristiques de la dynamique de poche numérique et expérimentale. $V$ est la vitesse de l'écoulement. ( $V = 8$ m/s, $\sigma = 1.09$ , $i = 4^\circ$ ) .	82
5.2	Dynamique de poche des points numériques de la figure 5.14. . . . .	85
5.3	Dynamique de poche des points expérimentaux de la figure 5.15. . . . .	88
5.4	Dynamique de poche des points numériques et expérimentaux pour une incidence de $i = 4^\circ$ et $6^\circ$ et un nombre de cavitation compris entre $\sigma = 0.9$ et 1.60. . . . .	93
5.5	Vitesse de croissance d'une poche attachée et du nuage de bulles pour un NACA66(mod)-312, d'après Leroux et al. [88]. ( $V = 5.33$ m/s, $i = 8^\circ$ , $\sigma = 1.25$ )	94
6.1	Caractéristiques de différents matériaux piézoélectriques . . . . .	104
6.2	Caractéristiques des 3 points d'étalonnage . . . . .	116
6.3	Caractéristiques des signaux . . . . .	117
6.4	Caractéristiques des signaux . . . . .	120
6.5	Sensibilités des capteurs de la matrice finale avant et après les expériences.	124
6.6	Correspondance entre les couleurs des fils et les capteurs. . . . .	127
7.1	Grandeurs caractéristiques déterminées par approximation exponentielle sur chaque capteur. . . . .	152
7.2	Largeur de la zone la plus agressive ( $\Delta A$ ) expérimentale, définie comme étant la zone pour laquelle la fréquence des pics $\dot{N}$ est au moins deux fois plus grande que celle mesurée sur le capteur 1 (31 mm). . . . .	156
7.3	Grandeurs caractéristiques déterminées par interpolation exponentielle pour différents points de fonctionnement au niveau du capteur localisé à la fermeture de poche. $\bar{F}$ est la force moyenne de l'ensemble des pics supérieurs à 1 N. $F_{max}$ est la force maximale, estimée à partir de la moyenne des amplitudes des 10 pics les plus puissants mesurés. Les approximations exponentielles sont visibles sur les figures 7.17 pour un nombre de cavitation de $\sigma \sim 1.3$ et une incidence de $i = 6^\circ$ et 7.18 pour un nombre de cavitation de $\sigma \sim 1.1$ et une incidence de $i = 4^\circ$ . . . . .	164



7.4	Caractéristiques des points de fonctionnement calculés numériquement. $n_l$ est le nombre de lâchers nécessaires avant d'atteindre le temps de convergence $t_{cv}$ . . . . .	175
7.5	Récapitulatif des caractéristiques des cas expérimentaux et numériques tracés sur la figure 7.38. . . . .	194
B.1	Caractéristiques des géométries testées, toutes les grandeurs du tableau sont adimensionnées par la corde du profil, $c = 100$ mm. . . . .	240
E.1	Résultats expérimentaux pour la première campagne d'essais une et incidence de $i = 0^\circ$ . SC : Supercavitation. CP : Cavitation Partielle. . . . .	249
E.2	Résultats expérimentaux pour la première campagne d'essais et une incidence de $i = 2^\circ$ . SC : Supercavitation. CP : Cavitation Partielle. . . . .	249
E.3	Résultats expérimentaux pour la première campagne d'essais et une incidence de $i = 4^\circ$ . SC : Supercavitation. CP : Cavitation Partielle. . . . .	250
E.4	Résultats expérimentaux pour la première campagne d'essais et une incidence de $i = 6^\circ$ . SC : Supercavitation. CP : Cavitation Partielle. . . . .	251
E.5	Résultats expérimentaux pour la première campagne d'essais et une incidence de $i = 8^\circ$ . SC : Supercavitation. CP : Cavitation Partielle. . . . .	252
E.6	Résultats expérimentaux pour la première campagne d'essais et une incidence de $i = 10^\circ$ . SC : Supercavitation. CP : Cavitation Partielle. . . . .	252
E.7	Résultats expérimentaux pour la première campagne d'essais et une incidence de $i = 12^\circ$ . SC : Supercavitation. CP : Cavitation Partielle. . . . .	253
E.8	Résultats expérimentaux pour la seconde campagne d'essai set une incidence de $i = 4^\circ$ . SC : Supercavitation. CP : Cavitation Partielle. . . . .	254
E.9	Résultats expérimentaux pour la seconde campagne d'essais et une incidence de $i = 6^\circ$ . SC : Supercavitation. CP : Cavitation Partielle. . . . .	255
E.10	Résultats expérimentaux pour la troisième campagne d'essai set une incidence de $i = 4^\circ$ . SC : Supercavitation. CP : Cavitation Partielle. . . . .	256
E.11	Résultats expérimentaux pour la troisième campagne d'essais et une incidence de $i = 6^\circ$ . SC : Supercavitation. CP : Cavitation Partielle. . . . .	256

AnnexeAnnexe

# **Annexes**



# Annexe A: Architecture des programmes pour la simulation de la cavitation

La figure A.1 donne l'architecture des programmes utilisés pendant cette thèse pour simuler l'écoulement cavitant, tous développés au sein du LEGI. Ces codes ont été développés principalement dans le cadre de collaboration avec le CNES, thèses de Delannoy [28], Charles [21] et Coutier-Delgousha [23],

Tous les programmes, IZ, TZ et AZ, ont besoin en entrée du maillage, décrit dans un fichier d'extension ".seq", créé avec un autre programme appelé MZ.

Dans un premier temps, l'utilisateur fournit en entrée de IZ deux fichiers détaillant les configurations du calcul à effectuer :

- Un fichier d'extension ".don" dans lequel, toutes les variables nécessaires au calcul sont spécifiées, en particulier le pas de temps, le critère de convergence, les conditions aux limites du domaine (des détails sont donnés dans la section 4.3.2). De plus, il permet de choisir le modèle de cavitation, le modèle de turbulence, la durée du calcul...
- Un fichier "utilisateur.f" utilisé lors de la compilation du solveur IZ, spécifiant la structure et les variables enregistrées dans le fichier de sortie d'extension ".tps".

Une fois ces fichiers remplis et le solveur compilé, le calcul est effectué avec IZ. Les fichiers de sortie sont :

- Le fichier d'extension ".tps" contenant les caractéristiques globales de l'écoulement à chaque pas de temps, notamment le nombre de cavitation amont  $\sigma$ . Il est directement lisible en utilisant un tableur, Matlab ou Python.
- Les fichiers d'extension ".out" et ".err" permettant de suivre le calcul. Dans le fichier d'extension ".out", les résidus sont enregistrés à chaque pas de temps. Dans le fichier d'extension ".err", les éventuelles erreurs de convergence sont notées. Ces deux fichiers peuvent être ouverts pendant le calcul pour vérifier son bon déroulement.
- Un fichier d'extension ".dir" contenant toutes les variables caractérisant l'écoulement calculées dans chaque maille tous les  $n$  pas de temps (avec  $n$  un paramètre fixé par l'utilisateur dans le fichier d'extension ".don").
- Un fichier d'extension ".spe" avec à chaque pas de temps uniquement les paramètres nécessaires pour calculer la puissance d'agressivité, voir section 7.3.2 du chapitre 7.

Une fois le calcul effectué, deux programmes TZ et AZ permettent de faire le post-traitement des fichiers de résultats. TZ lit le fichier ".dir" et fournit des visualisations

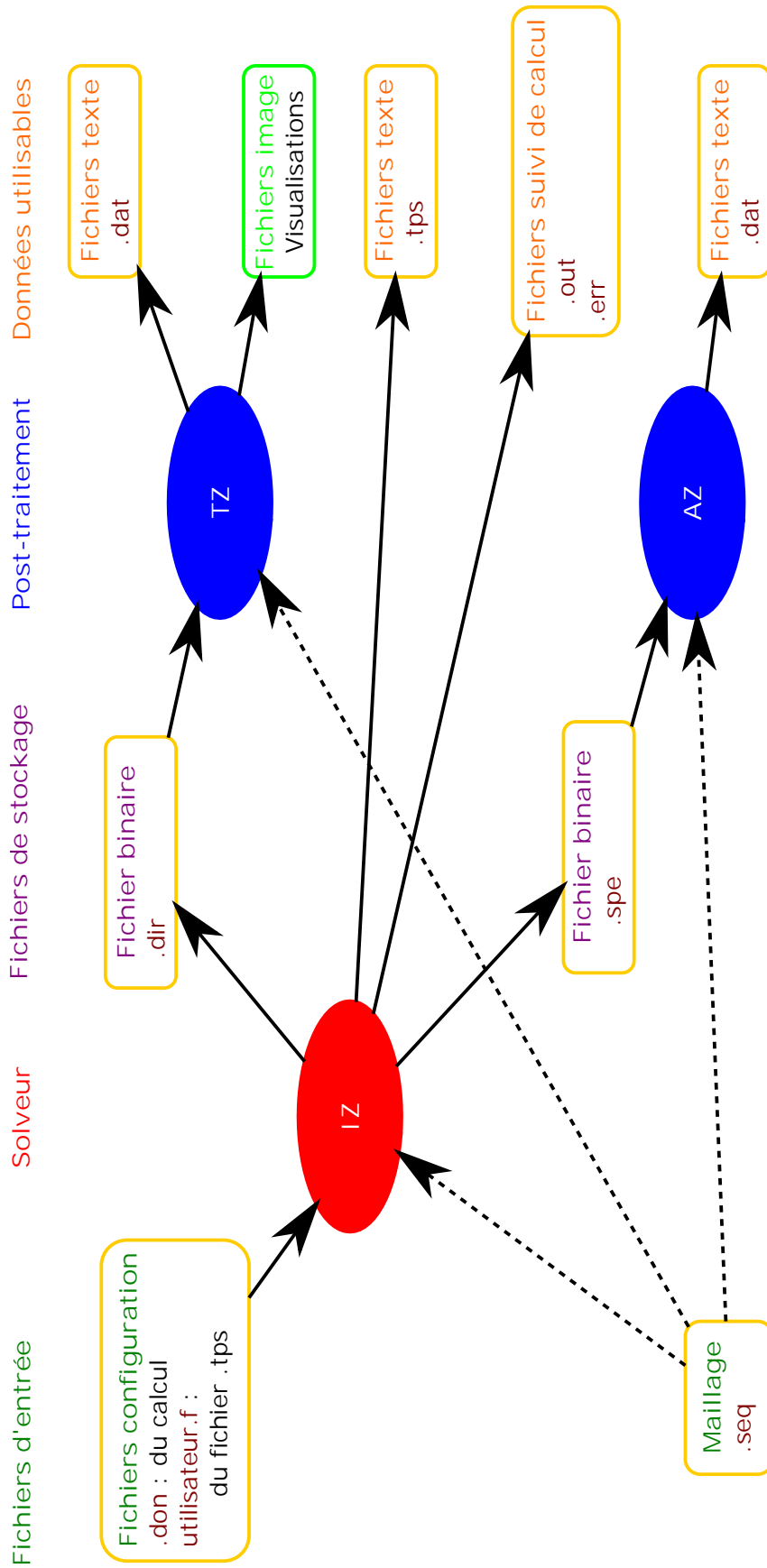


FIGURE A.1 – Schéma de l'architecture globale des programmes simulant la cavitation

ou des distributions temporelles et spatiales des différentes grandeurs de l'écoulement et les fichiers textes d'extension ".dat" associés. AZ a été développé pendant ma thèse par un stagiaire Timo BOUVARD [13]. Ce programme lit le fichier d'extension ".spe" et calcule l'agressivité de cavitation à chaque pas de temps. Tous les fichiers d'extension ".dat" générés par AZ sont directement lisibles avec un tableur, Matlab ou Python.

Les analyses présentées dans cette thèse sont faites sur les résultats de post-traitements obtenus à partir de TZ et AZ.



## Annexe B: Choix de la géométrie

Cette annexe explique comment la géométrie a été choisie à partir d'une étude faite au début de cette thèse sur des considérations expérimentales et une pré-étude numérique.

### B.1 Formes des profils

L'objectif de la thèse est de mesurer les fluctuations de pression à la surface d'un profil pour une cavitation par poche oscillante. A ce stade de la thèse, le type de capteur à utiliser n'était pas encore clairement défini et pouvait être par conséquent flexible ou rigide. Ainsi, pour faciliter tout type d'instrumentation le profil est conçu avec une partie plane. Il reste à déterminer la taille de cette partie plane et la forme du profil. Pour des raisons de coûts et de temps (de pas avoir à fabriquer les quatre profils et à les caractériser expérimentalement), la simulation numérique avec le code de calcul 2D cavitant instationnaire IZ est utilisée pour aider au choix de la géométrie.

De nombreuses études expérimentales et numériques ont été faites dans la littérature sur une cavitation par poche se développant sur un profil de type NACA0015 [4, 69, 70, 76, 89, 108, 111]. Par conséquent, quatre profils sont testés avec une surface plane plus ou moins grande et un rayon au bord d'attaque très proche de celui d'un NACA0015, voir tableau B.1 et figure B.1. De plus, pour éviter toute perturbation de l'écoulement au niveau du début et de la fin de la zone plane, une transition douce est assurée pour chaque profil par la continuité de la première et de la seconde dérivée de  $y$  par rapport à  $x$ .

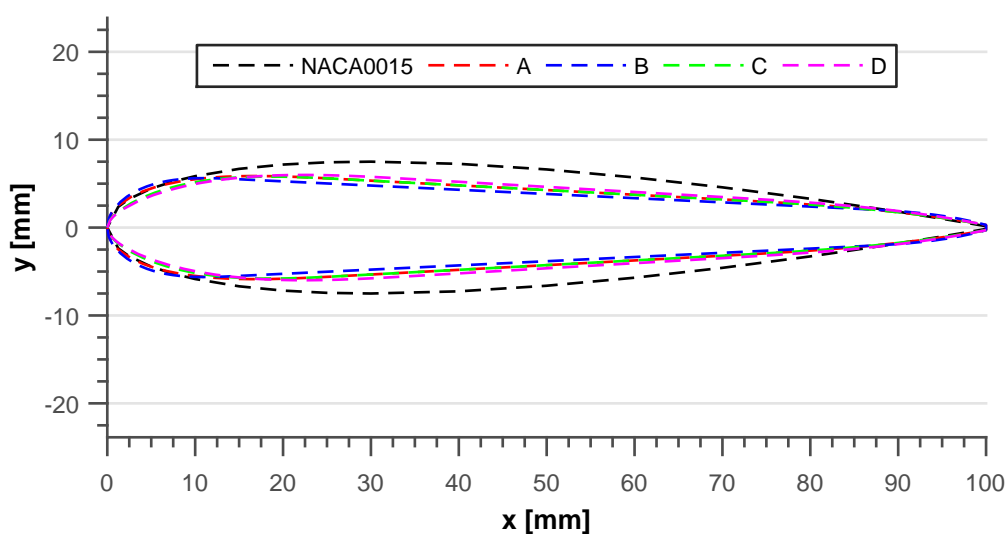


FIGURE B.1 – Tracés des géométries testées.



TABLEAU B.1 – Caractéristiques des géométries testées, toutes les grandeurs du tableau sont adimensionnées par la corde du profil,  $c = 100$  mm.

Géométrie	NACA0015	A	B	C	D
<b>Epaisseur maximale</b>	0.150	0.118	0.112	0.116	0.120
<b>Abscisse de début de la partie linéaire</b>	-	0.27	0.15	0.27	0.35
<b>Abscisse de fin de la partie linéaire</b>	-	0.70	0.85	0.70	0.70

## B.2 Simulations numériques

Le code de calcul 2D est présenté dans le chapitre 4. Pour chaque géométrie un maillage de  $290 \times 119$  mailles est fait pour une incidence de  $4^\circ$  et  $6^\circ$ , avec 365 mailles sur l'intrados et l'extrados du profil. Les conditions de calculs sont les mêmes avec une vitesse imposée en entrée de  $V = 10$  m/s et un nombre de cavitation aval en sortie de  $\sigma_{down} = 1.1$ .

Le comportement global de la poche pour une incidence de  $4^\circ$  et  $6^\circ$  est étudié à partir des diagrammes spatio-temporels du taux de vide pour chaque géométrie. L'objectif est d'avoir une géométrie sur laquelle peut se développer une cavitation par poche oscillante et périodique.

Pour une incidence de  $4^\circ$  sur la figure B.2, la longueur de poche est de  $l/c = 30 \pm 5$  de la corde pour les quatre géométries. La poche oscille pour les géométries A et B, mais est stable pour les géométries C et D. Pour une incidence de  $6^\circ$  sur la figure B.3, une cavitation par poche oscillante est visible pour les quatre géométries.

A partir de ces premiers résultats, les géométries C et D sont éliminées comme la poche à  $4^\circ$  n'est pas oscillante.

Par ailleurs pour une incidence de  $4$  ou  $6^\circ$ , la poche est plus périodique et la basse fréquence sur la longueur de poche maximale est plus faible pour la géométrie A que pour B. Pour la géométrie B et une incidence de  $6^\circ$ , la durée d'un lâcher varie beaucoup plus. Par exemple sur la figure B.3.(b), le troisième lâcher (entre  $t * c/V = 24.5$  et  $23.5$ ) dure deux fois moins de temps que le premier (entre  $t * c/V = 20.5$  et  $22.5$ ).

Par conséquent, pour avoir une poche plus périodique et donc plus facile à étudier numériquement et expérimentalement la géométrie A est choisie pour nos calculs et essais.

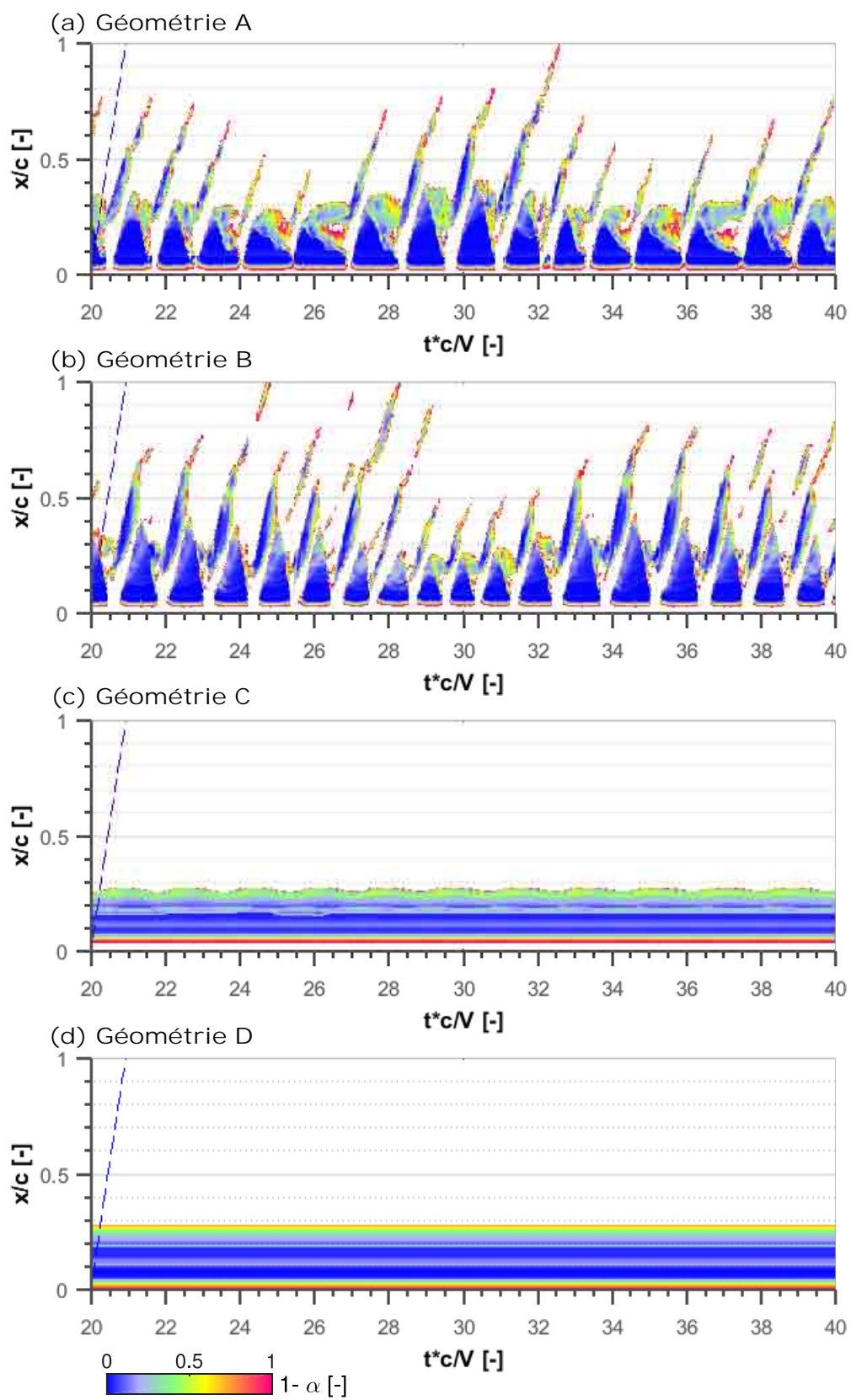


FIGURE B.2 – Diagrammes spatio-temporels du taux de vide sur les géométries (a) A, (b) B, (c) C et (d) D pour une incidence de  $4^\circ$ .

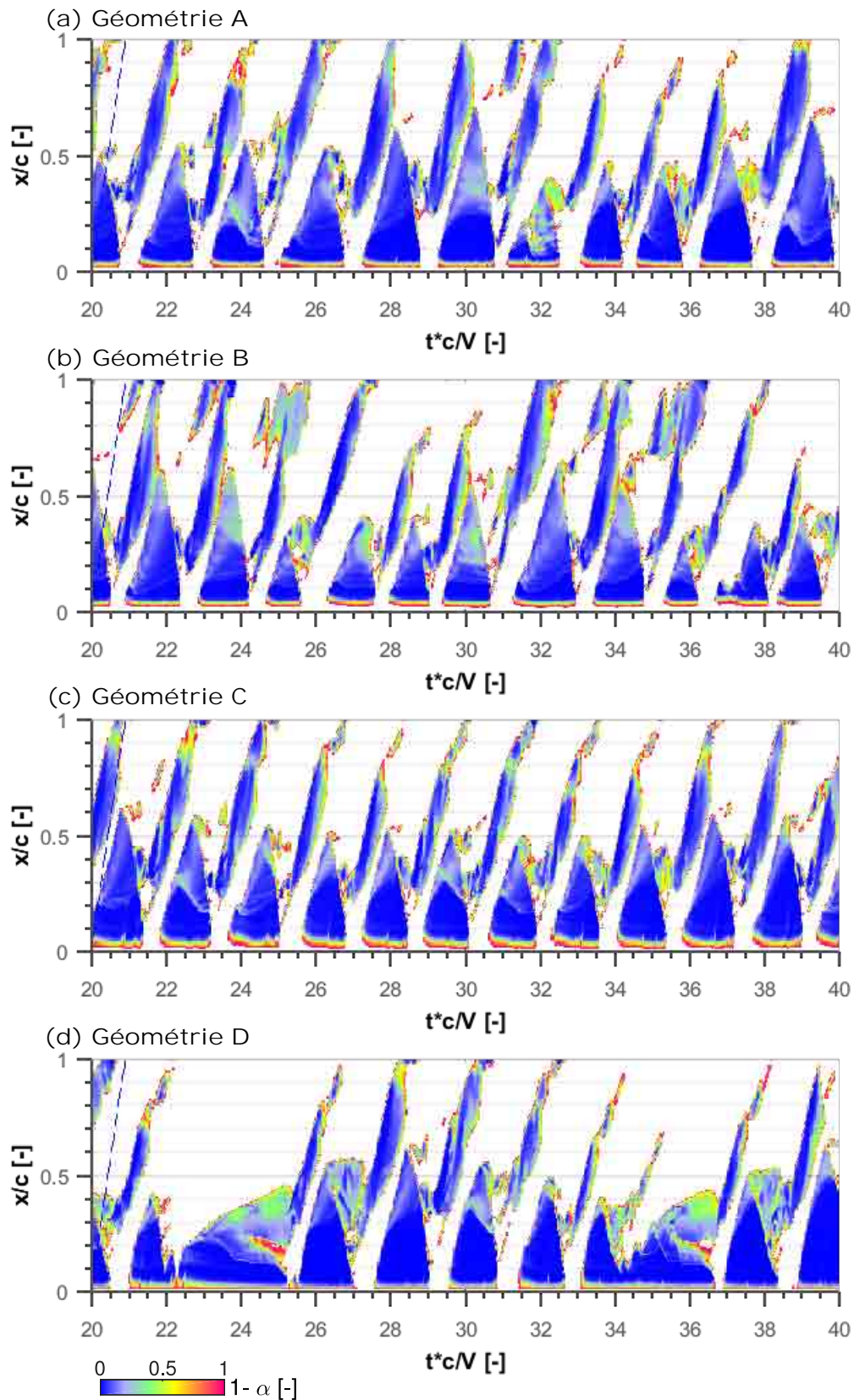


FIGURE B.3 – Diagrammes spatio-temporels du taux de vide sur les géométries (a) A, (b) B, (c) C et (d) D pour une incidence de  $6^\circ$ .  $t$  est le temps en s,  $c$  est la corde et  $V$  est la vitesse de l'écoulement. ( $\sigma_{down} = 1.1$  et  $V = 10$  m/s)

# Annexe C: Calcul avec le premier maillage

## C.1 Maillage

Cette section présente le premier maillage utilisé pour simuler l'écoulement cavitant. Il est important de noter que ce maillage et les calculs ont été effectués avant la première campagne d'essai ( annexe E.1). Ce maillage est curviligne orthogonal et composé de 290x119 mailles, avec 365 mailles sur l'intrados et l'extrados du profil.

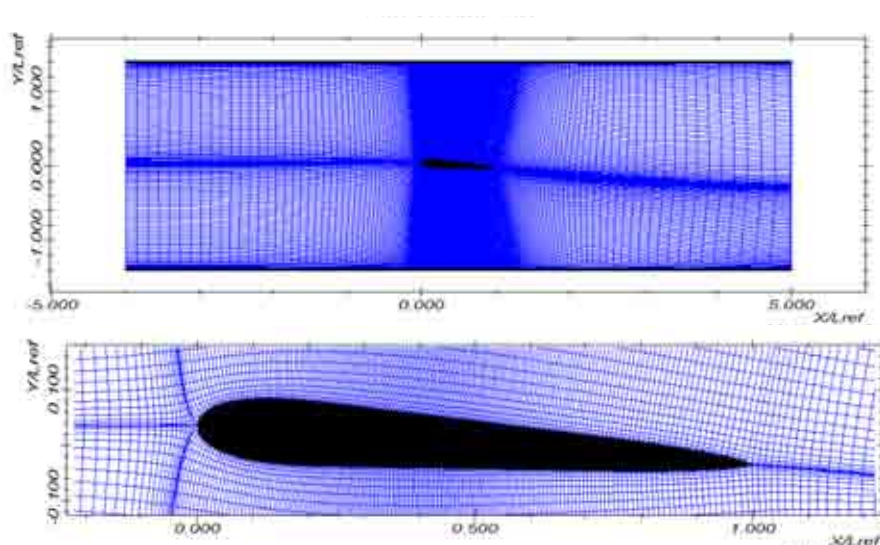


FIGURE C.1 – Aperçu du maillage complet (en haut) et d'un zoom (en bas) pour un angle d'attaque de  $4^\circ$

## C.2 Résultats globaux

La figure C.2 montre les résultats expérimentaux et numériques pour le premier maillage.

Les tendances numériques et expérimentales sont les mêmes pour les figures C.2.(a) et (b) pour une incidence fixée. D'une part, la longueur de poche diminue si le nombre de cavitation augmente et la vitesse a peu d'influence sur celle-ci. Cependant, elle est sous-estimée d'environ 10-15 mm par rapport à l'expérimental. D'autre part, la fréquence de lâchers augmente avec le nombre de cavitation et est directement proportionnelle à la vitesse de l'écoulement. Par contre, elle est surestimée par rapport à celle expérimentale. Cette observation est logique, étant donnée qu'une longueur de poche plus courte signifie qu'il faudra moins de temps au jet rentrant pour détacher la poche et la fréquence de lâchers sera donc plus grande.

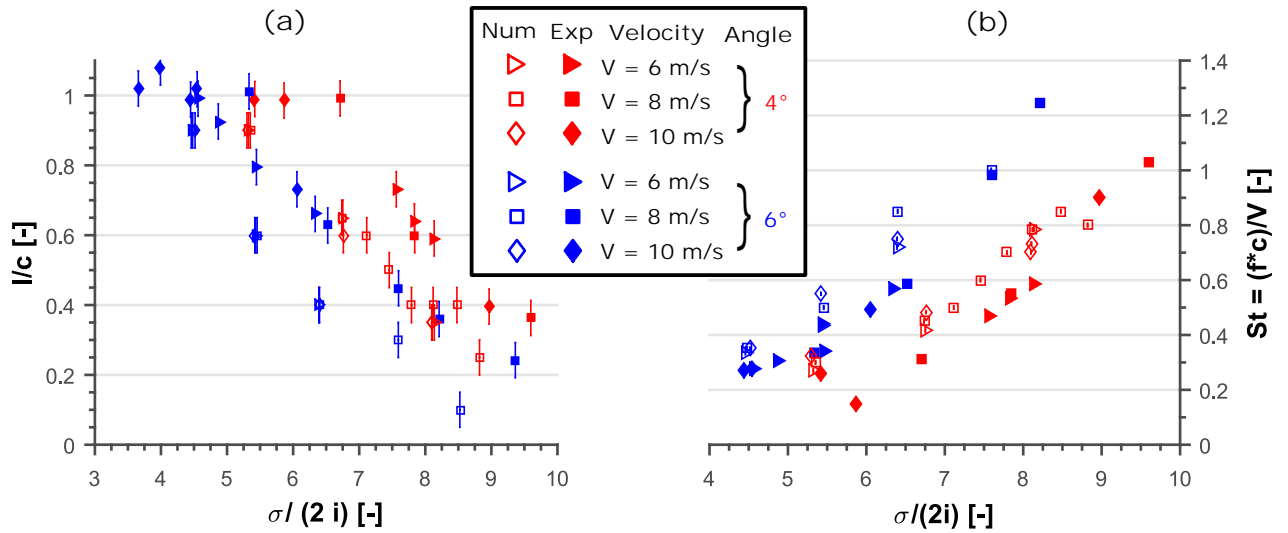


FIGURE C.2 – (a) Comparaison entre la longueur de poche expérimentale et celle numérique pour le même point de fonctionnement pour différentes vitesses. (b) Comparaison entre la fréquence de lâchers expérimentale et celle numérique pour le même point de fonctionnement pour différentes vitesses.

Les résultats numériques avec ce premier maillage sont encourageants. Suite à ces premiers calculs, une seconde série de calcul (présentée dans le corps de ce manuscrit) a été effectuée pour un maillage plus raffiné.

## Annexe D: Interface labview

Cette annexe montre l'interface du programme Labview développé lors de cette thèse pour aider à piloter le tunnel hydrodynamique et régler les points de fonctionnement à partir des mesures de pression, de débit et de température, mais aussi pour lancer l'acquisition des capteurs hautes fréquences.

La figure D.1 montre la partie commune aux mesures basses fréquences (capteurs de pression, de débit et de température) et hautes fréquences (capteurs PVDF). Le cadre en bleu permet de régler l'incidence de l'hydrofoil. A droite de ce cadre, les caractéristiques du point de fonctionnement sont indiquées : nombre de cavitation, débit, vitesse dans la veine d'essais, température de l'eau. En dessous, le cadre en vert permet de lancer l'acquisition en simultané des capteurs de pression, de débit, de température et les capteurs PVDF.

La figure D.2 montre l'onglet de supervision de la veine. En haut à gauche, le nombre d'échantillons souhaités pour nos mesures peut être réglé. En dessous, les signaux en tension des différents capteurs de la veine sont tracés en fonction du temps. La partie droite donne plus de détails sur les paramètres du point de fonctionnement. Les graphiques donnent l'évolution du débit, du nombre de cavitation et de la vitesse en entrée de la veine d'essais en fonction du temps. Chaque point est la moyenne de plusieurs points, ce nombre de points peut être réglé en haut à droite. La section 3.4.3 du chapitre 3 explique comment les caractéristiques d'un point de fonctionnement sont calculés.

La figure D.3 montre l'onglet associé aux capteurs PVDF. Tous les paramètres de l'acquisition des capteurs PVDF peuvent être réglés dans cet onglet comme la fréquence d'échantillonnage, le nombre de points. Il est aussi possible de choisir avec les onglets en haut à droite, si la mesure doit être instantanée (immediate) ou démarrer à partir d'un trigger sur l'une des voies (trigger edge). Des détails sur l'acquisition avec les capteurs PVDF sont donnés dans la section 6.9 du chapitre 6.

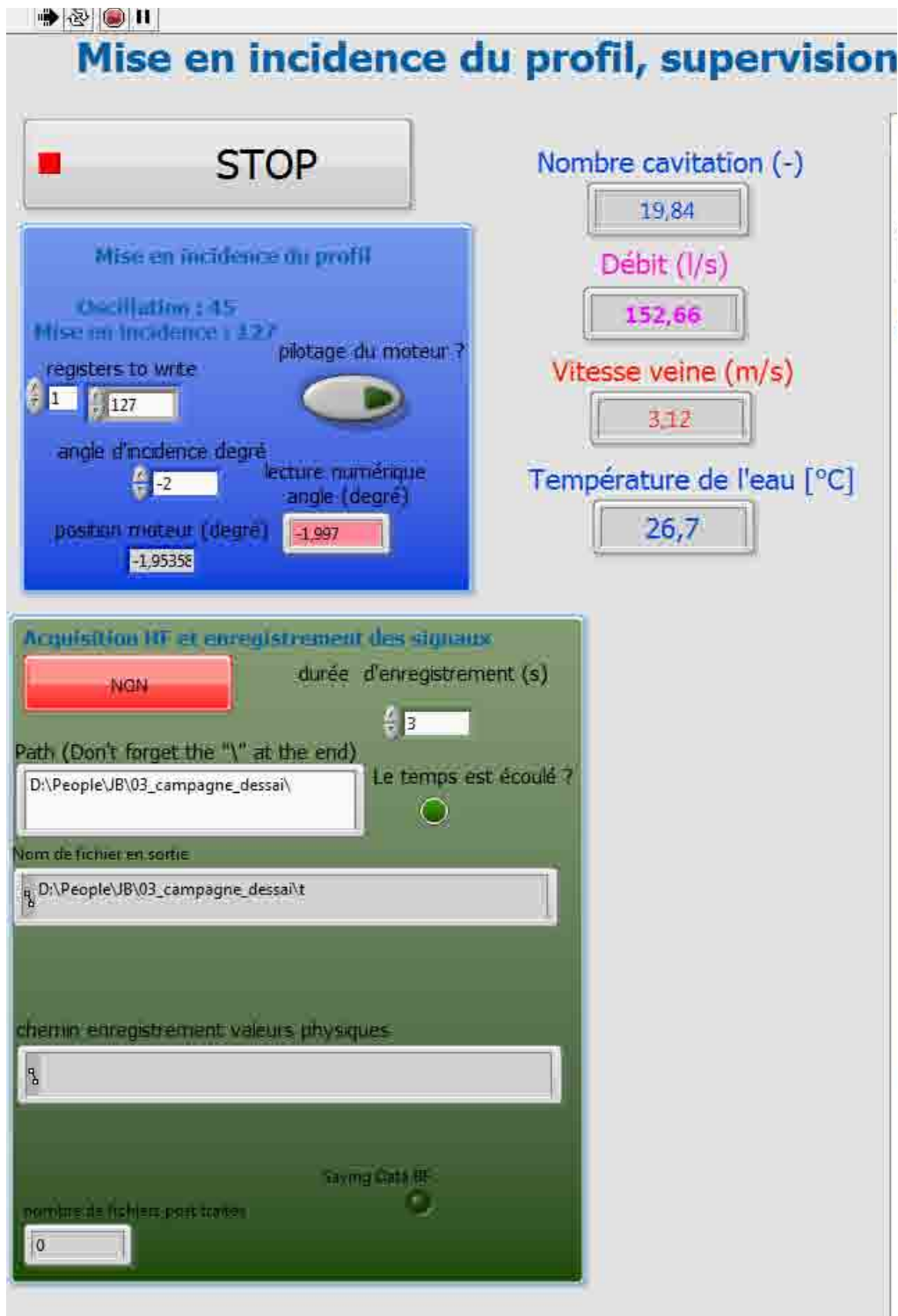


FIGURE D.1 – Partie commune de l'interface Labview.

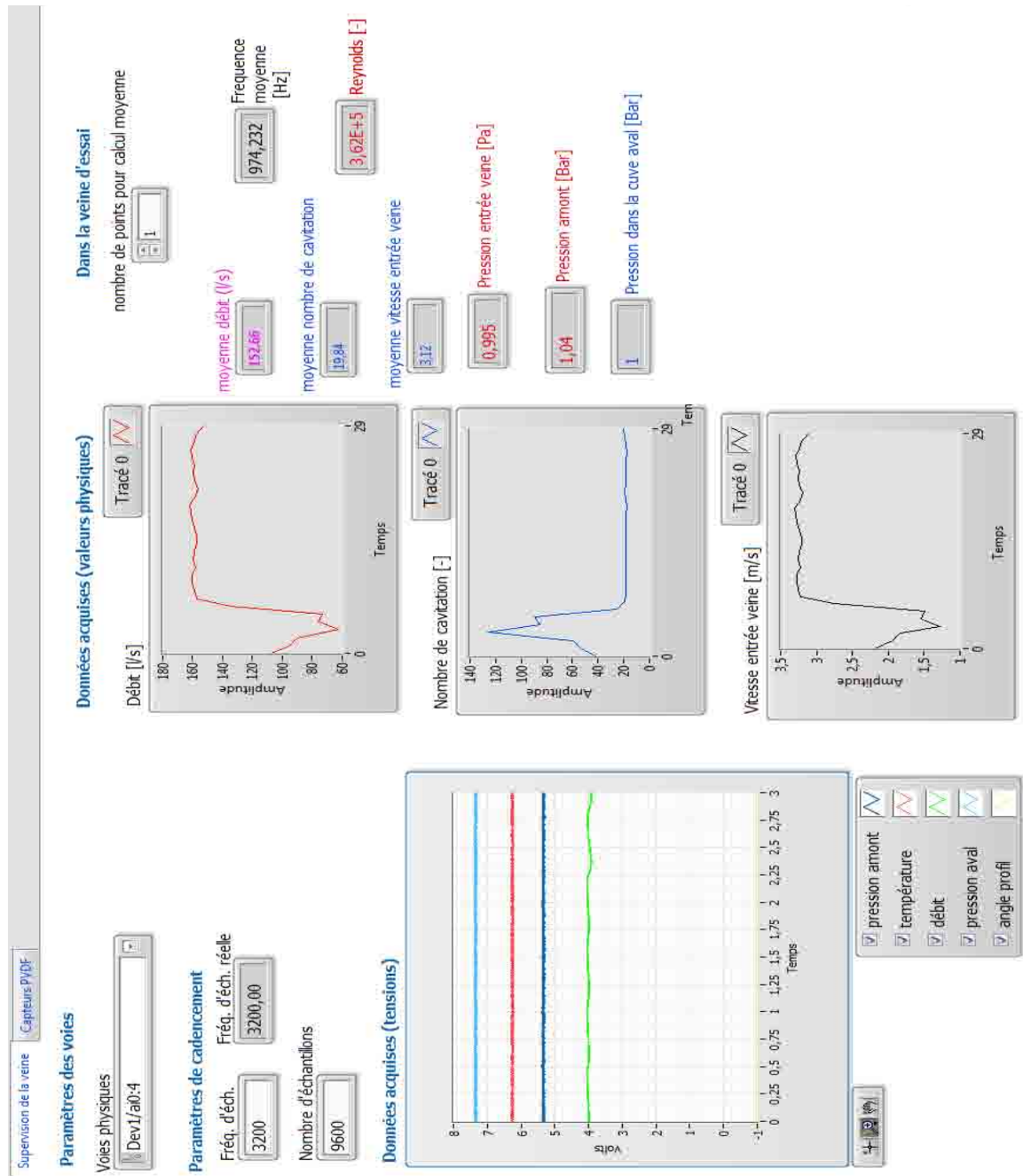


FIGURE D.2 – Onglet de l'interface Labview associé à la supervision de la veine.



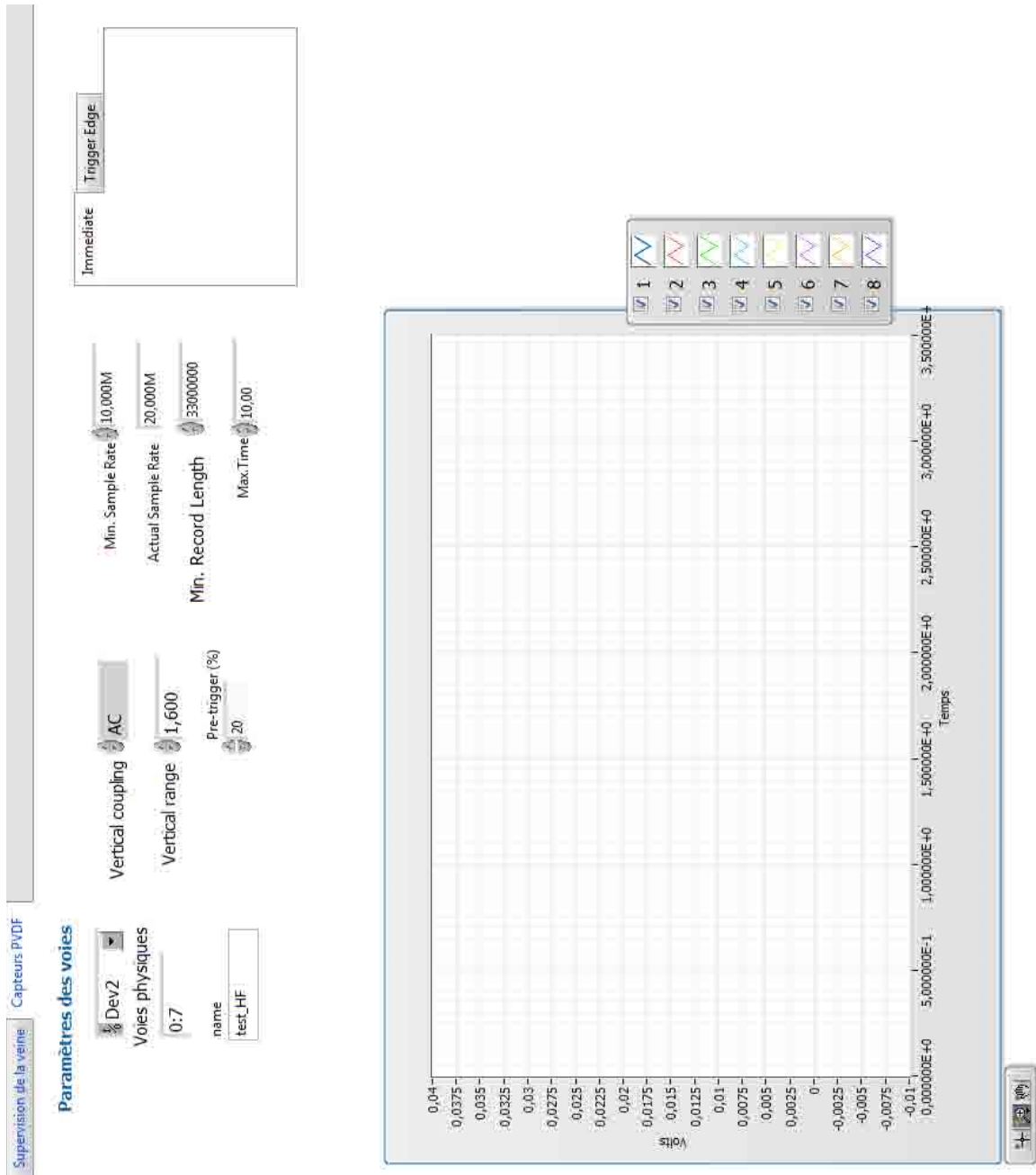


FIGURE D.3 – Onglet de l'interface Labview associé aux capteurs PVDF.

# Annexe E: Résultats expérimentaux

Cette section regroupe tous les résultats expérimentaux des trois campagnes d'essais. Pour rappel,  $i$  est l'incidence du profil.  $V$  est la vitesse de l'écoulement.  $\sigma$  est le nombre de cavitation amont.  $f$  est la fréquence de lâchers.  $l/c$  est la longueur de poche  $l$  adimensionnée par la corde  $c$ .  $St = fl/V$  est le Strouhal basé sur la longueur de poche  $l$ . Type correspond au type de cavitation observée. Dans la deuxième et la troisième campagne d'essai,  $f_{PVDF}$  correspond à la mesure de la fréquence de lâchers à partir des capteurs PVDF.

Une case vide signifie que la mesure n'a pas pu être faite.

## E.1 Première campagne d'essais

L'objectif de cette première campagne d'essais est de caractériser le profil à partir de visualisations par caméra rapide, afin d'obtenir la carte de cavitation présentée dans la section 5.2 du chapitre 5. L'incidence, la vitesse et le nombre de cavitation varient respectivement entre 0 et 12°, 6 et 10 m/s, 0.30 et 2.2. Elle s'est déroulée entre le 14 et 20 septembre 2016.

TABLEAU E.1 – Résultats expérimentaux pour la première campagne d'essais une et incidence de  $i = 0^\circ$ . SC : Supercavitation. CP : Cavitation Partielle.

Fichier	$i$	$V$	$\sigma$	$f$	$l/c$	$St = fl/V$	Type
-	°	m/s	-	Hz	-	-	-
s03_V8_0d	0	8.04	0.30				SC
s05_V8_0d	0	8.03	0.53				SC

TABLEAU E.2 – Résultats expérimentaux pour la première campagne d'essais et une incidence de  $i = 2^\circ$ . SC : Supercavitation. CP : Cavitation Partielle.

Fichier	$i$	$V$	$\sigma$	$f$	$l/c$	$St = fl/V$	Type
-	°	m/s	-	Hz	-	-	-
s03_V8_2d	2	8.03	0.33				SC
s05_V8_2d	2	8.02	0.54		$1.10 \pm 0.05$		SC
s07_V8_2d	2	8.01	0.72	24.7	$1.00 \pm 0.05$	0.31	CP
s09_V8_2d	2	8.02	0.91	53.5	$0.50 \pm 0.05$	0.33	CP
s106_V8_2d	2	7.99	1.08		$0.24 \pm 0.05$		CP

TABLEAU E.3 – Résultats expérimentaux pour la première campagne d'essais et une incidence de  $i = 4^\circ$ . SC : Supercavitation. CP : Cavitation Partielle.

Fichier	$i$	$V$	$\sigma$	$f$	$l/c$	$St = fl/V$	Type
-	$^\circ$	m/s	-	Hz	-	-	-
s03_V8_4d	4	8.11	0.33				SC
s04_V6_4d	4	6.06	0.41				SC
s05_V8_4d	4	8.09	0.52		$1.23 \pm 0.05$		SC
s07_V8_4d	4	8.08	0.71	20.4	$1.09 \pm 0.05$	0.28	SC
s074_V10_4d	4	10.10	0.76	26.2	$0.99 \pm 0.05$	0.26	CP
s075_V6_4d	4	5.99	0.76	15.4	$0.99 \pm 0.05$	0.25	CP
s08_V10_4d	4	10.04	0.82				CP
s080_V6_4d	4	5.98	0.83	16.2	$1.00 \pm 0.05$	0.27	CP
s095_V6_4d	4	6.04	0.93				CP
s09_V8_4d	4	7.99	0.94	25.0	$0.95 \pm 0.05$	0.30	CP
s10_V6_4d	4	6.02	1.06	28.1	$0.73 \pm 0.05$	0.34	CP
s11_V6_4d	4	6.04	1.09	32.0	$0.64 \pm 0.05$	0.34	CP
s106_V8_4d	4	8.01	1.10	44.3	$0.60 \pm 0.05$	0.33	CP
s113_V6_4d	4	5.97	1.14	35.0	$0.59 \pm 0.05$	0.35	CP
s12_V10_4d	4	10.08	1.25	90.1	$0.40 \pm 0.05$	0.36	CP
s13_V8_4d	4	8.04	1.34	82.4	$0.36 \pm 0.05$	0.37	CP
s15_V8_4d	4	8.01	1.54		$0.22 \pm 0.05$		CP
s17_V8_4d	4	8.04	1.69		$0.12 \pm 0.05$		CP

TABLEAU E.4 – Résultats expérimentaux pour la première campagne d'essais et une incidence de  $i = 6^\circ$ . SC : Supercavitation. CP : Cavitation Partielle.

Fichier	$i$	V	$\sigma$	$f$	$l/c$	$St = fl/V$	Type
-	$^\circ$	m/s	-	Hz	-	-	-
s03_V8_6d	6	8.02	0.33				SC
s05_V8_6d	6	7.98	0.56	14.3	$1.26 \pm 0.05$	0.23	SC
s07_V8_6d	6	8.08	0.71	18.5	$1.10 \pm 0.05$	0.25	SC
s074_V10_6d	6	10.07	0.77	24.3	$1.02 \pm 0.05$	0.25	SC
s080_V6_6d	6	6.05	0.82				SC
s08_V10_6d	6	10.02	0.84	25.8	$1.08 \pm 0.05$	0.28	SC
s09_V8_6d	6	8.07	0.92	21.6	$1.04 \pm 0.05$	0.28	SC
s09_V10_6d	6	10.02	0.93	27.0	$0.99 \pm 0.05$	0.27	SC
s094_V10_6d	6	10.22	0.95	27.7	$1.02 \pm 0.05$	0.28	SC
s095_V6_6d	6	5.99	0.96	16.6	$0.99 \pm 0.05$	0.27	CP
s10_V6_6d	6	6.02	1.02	18.5	$0.93 \pm 0.05$	0.29	CP
s106_V8_6d	6	8.02	1.12	27.0	$1.01 \pm 0.05$	0.34	SC
s113_V6_6d	6	6.02	1.14	26.6	$0.79 \pm 0.05$	0.35	CP
s11_V6_6d	6	6.00	1.14				CP
s115_V8_6d	6	8.10	1.17				CP
s12_V10_6d	6	10.08	1.27	49.3	$0.73 \pm 0.05$	0.36	CP
s13_V6_6d	6	6.04	1.33	34.3	$0.66 \pm 0.05$	0.37	CP
s13_V8_6d	6	8.00	1.37	47.0	$0.63 \pm 0.05$	0.37	CP
s15_V8_6d	6	7.96	1.59	78.6	$0.45 \pm 0.05$	0.44	CP
s17_V8_6d	6	8.02	1.72	99.8	$0.36 \pm 0.05$	0.45	CP
s19_V8_6d	6	8.06	1.96		0.24		CP
s21_V8_6d	6	8.01	2.11		0.19		CP

TABLEAU E.5 – Résultats expérimentaux pour la première campagne d'essais et une incidence de  $i = 8^\circ$ . SC : Supercavitation. CP : Cavitation Partielle.

<b>Fichier</b>	<b><math>i</math></b>	<b>V</b>	<b><math>\sigma</math></b>	<b><math>f</math></b>	<b><math>l/c</math></b>	<b><math>St = fl/V</math></b>	<b>Type</b>
-	°	m/s	-	Hz	-	-	-
s03_V8_8d	8	8.04	0.38				SC
s05_V8_8d	8	8.08	0.53	10.8	$1.65 \pm 0.05$	0.22	SC
s09_V8_8d	8	8.06	0.93	20.0	$1.10 \pm 0.05$	0.27	SC
s106_V8_8d	8	7.96	1.16	22.0	$1.06 \pm 0.05$	0.29	SC
s13_V8_8d	8	8.00	1.38	45.4	$0.71 \pm 0.05$	0.40	CP
s15_V8_8d	8	8.02	1.55	49.3	$0.62 \pm 0.05$	0.38	CP
s17_V8_8d	8	7.94	1.80	81.3	$0.43 \pm 0.05$	0.44	CP
s19_V8_8d	8	8.07	1.95	109.0	$0.36 \pm 0.05$	0.49	CP
s21_V8_8d	8	8.04	2.09	118.2	$0.33 \pm 0.05$	0.49	CP

TABLEAU E.6 – Résultats expérimentaux pour la première campagne d'essais et une incidence de  $i = 10^\circ$ . SC : Supercavitation. CP : Cavitation Partielle.

<b>Fichier</b>	<b><math>i</math></b>	<b>V</b>	<b><math>\sigma</math></b>	<b><math>f</math></b>	<b><math>l/c</math></b>	<b><math>St = fl/V</math></b>	<b>Type</b>
-	°	m/s	-	Hz	-	-	-
s03_V8_10d	10	7.98	0.44				SC
s05_V8_10d	10	8.08	0.53				SC
s09_V8_10d	10	8.06	0.93	19.3	$1.39 \pm 0.05$	0.33	SC
s106_V8_10d	10	8.06	1.11	21.2	$1.20 \pm 0.05$	0.32	SC
s13_V8_10d	10	8.06	1.39	28.1	$0.93 \pm 0.05$	0.32	CP
s15_V8_10d	10	8.06	1.56	46.6	$0.80 \pm 0.05$	0.46	CP
s17_V8_10d	10	8.03	1.75	46.6	$0.66 \pm 0.05$	0.38	CP
s19_V8_10d	10	7.93	2.07	78.2	$0.41 \pm 0.05$	0.40	CP
s21_V8_10d	10	8.07	2.09	79.7	$0.39 \pm 0.05$	0.39	CP

TABLEAU E.7 – Résultats expérimentaux pour la première campagne d'essais et une incidence de  $i = 12^\circ$ . SC : Supercavitation. CP : Cavitation Partielle.

<b>Fichier</b>	<b><math>i</math></b>	<b>V</b>	<b><math>\sigma</math></b>	<b><math>f</math></b>	<b><math>l/c</math></b>	<b><math>St = fl/V</math></b>	<b>Type</b>
-	$^\circ$	m/s	-	Hz	-	-	-
s09_V8_12d	12	8.03	0.94				SC
s106_V8_12d	12	8.06	1.16	20.4	$1.20 \pm 0.05$	0.30	SC
s13_V8_12d	12	8.05	1.36	23.1	$1.00 \pm 0.05$	0.29	CP
s15_V8_12d	12	8.01	1.60	45.4	$0.73 \pm 0.05$	0.41	CP
s17_V8_12d	12	7.99	1.79	47.8	$0.82 \pm 0.05$	0.49	CP
s19_V8_12d	12	8.06	1.95	52.0	$0.60 \pm 0.05$	0.39	CP
s21_V8_12d	12	8.05	2.12	73.6	$0.46 \pm 0.05$	0.42	CP

## E.2 Seconde campagne d'essais

Cette seconde campagne d'essais est la première campagne avec le profil instrumenté. L'incidence, la vitesse et le nombre de cavitation varient respectivement entre 4 et 6°, 8 et 10 m/s, 1.0 et 1.6. Sur ces essais, seulement les capteurs 2, 5, 6, 7 et 8 fonctionnent. Des mesures sont prises en même temps que des vidéos rapides. Par conséquent, la fréquence de lâchers peut être déterminée à partir des vidéos et des capteurs. Les ordres de grandeur sont similaires. Mais, comme expliqué dans le corps du manuscrit, il y a un délai entre les mesures de pression et les vidéos, qui n'a pas pu être estimé à posteriori. Elle s'est déroulée entre le 4 et 11 mai 2017.

TABLEAU E.8 – Résultats expérimentaux pour la seconde campagne d'essai set une incidence de  $i = 4^\circ$ .  
SC : Supercavitation. CP : Cavitation Partielle.

Fichier	$i$ °	V m/s	$\sigma$ -	$f$ Hz	$f_{\text{PVDF}}$ Hz	$l/c$ -	$St = fl/V$ -	Type -
01_s110_V100_4d	4	10.01	1.08	74.7	70.6	$0.51 \pm 0.05$	0.38	CP
62_s110_V100_4d	4	10.00	1.09	72.8	73.0	$0.48 \pm 0.05$	0.35	CP
s115_V80_4d	4	7.99	1.15	70.5	65.5	$0.39 \pm 0.05$	0.35	CP
02_s128_V81_4d	4	8.00	1.31			$0.26 \pm 0.05$		CP
s136_V80_4d	4	7.95	1.36			$0.21 \pm 0.05$		CP
01_s14_V9_4d	4	9.00	1.38			$0.24 \pm 0.05$		CP

TABLEAU E.9 – Résultats expérimentaux pour la seconde campagne d'essais et une incidence de  $i = 6^\circ$ .  
 SC : Supercavitation. CP : Cavitation Partielle.

Fichier	$i$	V	$\sigma$	$f$	$f_{\text{PVDF}}$	$l/c$	$St = fl/V$	Type
-	$^\circ$	m/s	-	Hz	Hz	-	-	-
02_s108_V8_6d	6	8.05	1.05	25.8		$0.86 \pm 0.05$	0.27	CP
01_s110_V100_6d	6	10.00	1.10	45.8	37.0	$0.82 \pm 0.05$	0.38	CP
03_s110_V100_6d	6	10.00	1.11	38.9	42.4	$0.82 \pm 0.05$	0.32	CP
63_s110_V100_6d	6	10.00	1.11	45.4	39.1	$0.83 \pm 0.05$	0.38	CP
04_s110_V100_6d	6	9.97	1.12	40.0	46.7	$0.78 \pm 0.05$	0.31	CP
s120_V88_6d	6	8.79	1.20	47.8	45.0	0.73	$0.40 \pm 0.05$	CP
30_s129_V100_6d	6	10.00	1.28	58.9	60.0	$0.63 \pm 0.05$	0.37	CP
01_s128_V100_6d	6	9.99	1.29	58.9	57.3	$0.65 \pm 0.05$	0.38	CP
17_s129_V100_6d	6	10.00	1.29	58.9	59.4	$0.64 \pm 0.05$	0.38	CP
02_s130_V9_6d	6	8.99	1.30	54.7	52.7	$0.58 \pm 0.05$	0.35	CP
02_s133_V80_6d	6	8.01	1.31	46.2	46.4	$0.62 \pm 0.05$	0.36	CP
s133_V80_6d	6	8.02	1.33	49.7	48.5	0.57	$0.35 \pm 0.05$	CP
s154_V80_6d	6	7.99	1.54	82.4		0.36	$0.37 \pm 0.05$	CP



### E.3 Troisième campagne d'essais

Cette troisième campagne d'essais est la dernière campagne avec le profil instrumenté. L'incidence, la vitesse et le nombre de cavitation varient respectivement entre 4 et 6°, 7 et 10 m/s, 1.0 et 1.6. Par rapport aux essais précédents, j'ai essayé de réparer une partie des capteurs. Sur ces essais, les capteurs 1, 2, 4, 5, 7 et 8 fonctionnent. Les mesures obtenues lors de cet essai sont celles présentées dans le chapitre 7. Elle s'est déroulée entre le 6 et 8 juin 2017.

TABLEAU E.10 – Résultats expérimentaux pour la troisième campagne d'essai set une incidence de  $i = 4^\circ$ . SC : Supercavitation. CP : Cavitation Partielle.

Fichier	$i$	V	$\sigma$	$f$	$l/c$	$St = fl/V$	Type
-	°	m/s	-	Hz	-	-	-
peaks_fin_07_s112_v90_4d	4	9.04	1.12	64.6	$0.55 \pm 0.05$	0.39	CP
peaks_fin_12_s113_v80_4d	4	8.02	1.12	48.3	$0.55 \pm 0.05$	0.33	CP
peaks_fin_11_s111_v91_4d	4	9.04	1.13	61.2	$0.55 \pm 0.05$	0.37	CP
peaks_fin_10_s113_v104_4d	4	10.39	1.14	76.4	$0.55 \pm 0.05$	0.40	CP

TABLEAU E.11 – Résultats expérimentaux pour la troisième campagne d'essais et une incidence de  $i = 6^\circ$ . SC : Supercavitation. CP : Cavitation Partielle.

Fichier	$i$	V	$\sigma$	$f$	$l/c$	$St = fl/V$	Type
-	°	m/s	-	Hz	-	-	-
peaks_fin_04_s128_v70_6d	6	7.02	1.26	37.9	$0.55 \pm 0.05$	0.30	CP
peaks_fin_s127_v80_6d	6	8.02	1.27	44.9	$0.55 \pm 0.05$	0.31	CP
peaks_fin_13_s127_v80_6d	6	8.03	1.27	43.9	$0.60 \pm 0.05$	0.33	CP
peaks_fin_s129_v100_6d	6	10.03	1.29	53	$0.60 \pm 0.05$	0.32	CP
peaks_fin_08_s130_v100_6d	6	10.04	1.30	54.9	$0.60 \pm 0.05$	0.33	CP
peaks_fin_06_s128_v91_6d	6	9.06	1.30	48.5	$0.55 \pm 0.05$	0.29	CP
peaks_fin_05_s129_v100_6d	6	10.03	1.30	53.6	$0.55 \pm 0.05$	0.29	CP
peaks_fin_09_s146_v96_6d	6	9.65	1.46	79.4	$0.45 \pm 0.05$	0.37	CP
peaks_fin_03_s149_v80_6d	6	8.00	1.51	75	$0.40 \pm 0.05$	0.37	CP

## Annexe F: Propriétés diélectriques et mécaniques du film PVDF

BIORIENTED FILM – 40 $\mu\text{m}$ ( $\pm 5\%$ ) THICKNESS TECHNICAL DATASHEET	
<b>Piezo/Pyroelectric Properties (at 23°C)</b>	
$d_{33}$ (pC/N)	15 $\pm$ 20%
$d_{31}$ (pC/N)	6 $\pm$ 20%
$d_{32}$ (pC/N)	6 $\pm$ 20%
$g_{33}$ (V.m/N) at 1kHz	0.14 $\pm$ 20%
$p_3$ ( $\mu\text{C}/\text{m}^2\text{K}$ )	-19 $\pm$ 25%
<b>Dielectric properties (at 23°C)</b>	
$\epsilon_r$	
- at 0.1 kHz,	11.5 $\pm$ 10%
- at 1 kHz,	11.5 $\pm$ 10%
- at 10 kHz,	11 $\pm$ 10%
$\tan \delta$	
- at 0.1 kHz,	0.010 $\pm$ 10%
- at 1 kHz,	0.015 $\pm$ 10%
- at 10 kHz,	0.035 $\pm$ 10%
DC breakdown voltage	540 $\pm$ 30%
<b>Mechanical properties (at 23°C)</b>	
Young's modulus (MPa)	
- machine direction,	2500 $\pm$ 20%
- transverse direction,	2500 $\pm$ 20%
Tensile strength at break (MPa)	
- machine direction,	170 $\pm$ 15%
- transverse direction,	190 $\pm$ 15%
Elongation at break (%)	
- machine direction,	50 $\pm$ 30%
- transverse direction,	50 $\pm$ 30%
<b>Thermal properties (at 23°C)</b>	
Melting point (°C)	175 $\pm$ 5%
Transverse direction	90 - 100

Source : Piezotech [105]



# Annexe G: Fabrication d'un capteur PVDF

## G.1 Protocole expérimental

### Préparation de l'échantillon :

1. Découper le film PVDF à la même taille que le masque.
2. Fixer avec du scotch l'échantillon sur la plaque de silice (scotch transparent ou Kapton). Il vaut mieux préférer le kapton, car il est moins poreux et plus solide. Avec le scotch, le développeur se glisse sous l'échantillon et abime la première face.

### Dépôt de la résine :

3. Ouvrir la hotte (Rester appuyé sur la lune jusqu'à ce qu'elle devienne transparente), allumer la lumière et la pompe.
4. Déposer la résine **S1818** sur presque toute la surface du PVDF en évitant les bulles. Pour éviter les bulles, il faut maintenir la pipette sous pression.
5. En appuyant sur mode, régler les paramètres de la centrifugeuse à :
  - Accélération : **4000 RPM.s<sup>-1</sup>**
  - Vitesse : **4000 RPM**
  - Temps de marche : **30 s**
6. Activer le vide pour fixer la plaque sur la centrifugeuse et appuyer sur marche.
7. Faire cuire la résine pendant 1 min à 115°C.
8. Laisser refroidir l'échantillon.

### Insolation de l'échantillon (Aligneur MJB3) :

9. Allumer la pompe à vide et la lumière UV (en dessous de la paillasse).
10. Fixer le masque sur le support par le vide.
11. Régler l'alignement.
12. Mettre en contact avec l'échantillon (première molette à gauche complètement poussée et ensuite petit bras de levier sur la gauche).
13. Régler le temps d'insolation : 2 min. (Attention, cette durée doit être recalculée en fonction de la mesure de puissance de la lampe).
14. Lancer l'insolation

L'utilisation de l'aligneur MJB3 est possible uniquement pour des petits capteurs. Pour faire une plaque de 40x40 mm, il vaut mieux utiliser l'UV-Kub. Il permet d'insoler sur une surface de 4x4".

### Insolation de l'échantillon (UV-Kub) :

9. Allumer l'UV-Kub en appuyant sur le gros bouton rouge.
10. Régler les paramètres d'insolation. Une durée d'insolation de **1m10** et une puissance de **20%** donnent de bons résultats.
11. Ouvrir le logement, déposer l'échantillon.
12. Poser le masque en contact avec l'échantillon le plus précisément possible pour garantir l'alignement (s'assurer que c'est la face chromée du masque qui est en contact avec l'échantillon).
13. Refermer le logement.
14. Lancer l'insolation.

#### Développement de la résine :

15. Préparer un bêcher d'eau déionisée.
16. Préparer un bêcher avec 1 volume de Microdev pour 1 volume d'eau.
17. Faire tremper l'échantillon dans le mélange pendant 1 min.
18. Rincer dans le bêcher d'eau déionisée.
19. Sécher avec le pistolet à gaz sur un papier salle blanche (pas trop fort).

#### **Reproduire l'étape 3 à 19 pour l'autre face de l'échantillon.**

#### Attaque chimique :

20. Préparer un bêcher d'eau déionisée.
21. Préparer un bêcher de FeCl<sub>3</sub> (pas la peine d'en mettre beaucoup).
22. Faire tremper chaque face du PVDF dans la solution de FeCl<sub>3</sub> et **ne pas laisser trop longtemps**. Rincer l'échantillon de temps en temps pour voir où en est l'attaque chimique, en général ça ne devrait pas durer plus de 1 minute, 30 secondes suffisent.
23. Rincer l'échantillon dans le bêcher d'eau déionisée
24. Faire sécher avec le pistolet à gaz sur un papier salle blanche.
25. Remettre le FeCl<sub>3</sub> dans son flacon.

#### Nettoyage de la résine :

26. Préparer un bêcher d'acétone et un bêcher d'éthanol.
27. Tremper l'échantillon dans l'acétone.
28. Rincer dans le bêcher d'éthanol.
29. Sécher l'éthanol avec le pistolet à gaz (pas trop fort avec le pistolet).

**Attention!!** Les données chiffrées concernant l'insolation de la résine et l'attaque chimique sont ici à titre indicatif et devraient donner de bons résultats. Si ce n'est pas le cas, il faut refaire des tests pour les déterminer.

## G.2 Conseils

Le premier conseil est d'être patient, très patient et de ne pas se précipiter sous peine de perdre très rapidement 2-3 h de travail.

Il vaut mieux débiter par la face la moins compliquée, la première face peut être endommagée pendant la fabrication de la seconde.

### **Connectique :**

S'il y a un problème d'alignement entre les parties inférieure et supérieure, il peut être compliqué de pincer avec le clincher sans court-circuiter deux pistes. Pour l'éviter l'électrode de la partie inférieure reliée à la masse est plus large au niveau des pôles (d'une largeur d'à peu près 2 pôles). Ainsi en cas de décalage, au moins une partie de l'électrode sera en contact avec un pôle. Afin d'être sûr d'éviter un court circuit, la métallisation en trop peut être grattée avec une lame de cutter.

La peinture d'argent c'est magique! Elle peut permettre de réparer les petits défauts sans trop dégrader la réponse du capteur.

### **Collage :**

Un capteur PVDF se colle comme une jauge de contrainte. Il faut d'abord placer le capteur comme souhaité avec un morceau de ruban adhésif transparent. Ensuite décoller une des extrémités du scotch, mettre une petite goutte de colle cyanoacrylate entre le capteur et le support du côté où l'extrémité est encore fixée et venir progressivement avec son pouce écraser le capteur petit à petit en se déplaçant vers l'extrémité libre. Cette méthode permet d'assurer une bonne précision et une fine couche de cyanoacrylate, qui sèche plus vite et colle mieux. S'enrouler le pouce de ruban teflon permet de ne pas rester collé au capteur.

La cyanoacrylate est anaérobique, elle met beaucoup de temps à sécher si elle est à l'air libre. Par conséquent, il faut se méfier quand on fait la couche supérieure et bien attendre, au moins une journée, couvrir la zone peut permettre d'accélérer le séchage. A l'œil nu il est possible de voir si la colle est sèche. De l'acétone peut être utilisé pour la ramollir et la décoller.



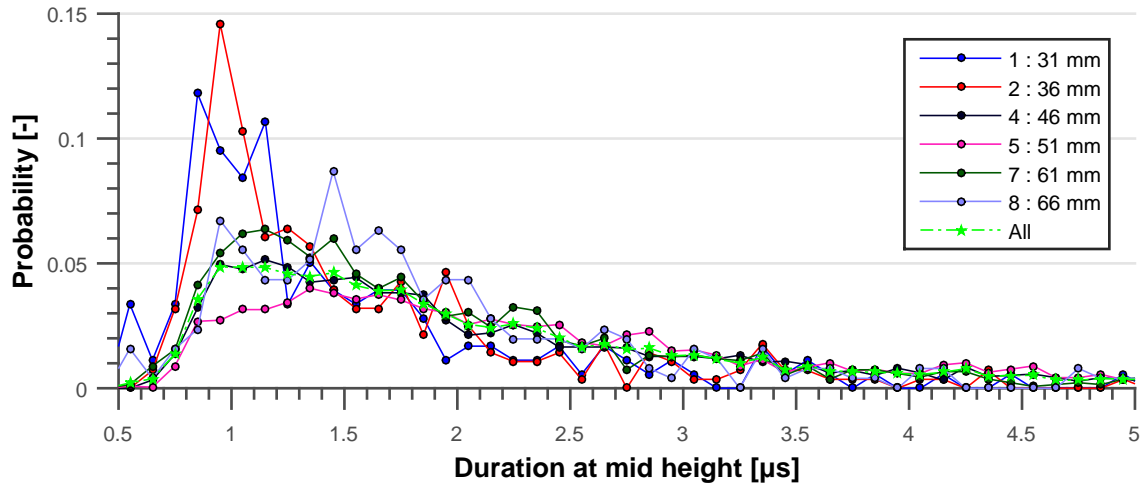
# Annexe H: Durée des pics mesurés expérimentalement

Cette annexe montre la répartition de la durée à mi-hauteur des pics pour deux points de fonctionnement :

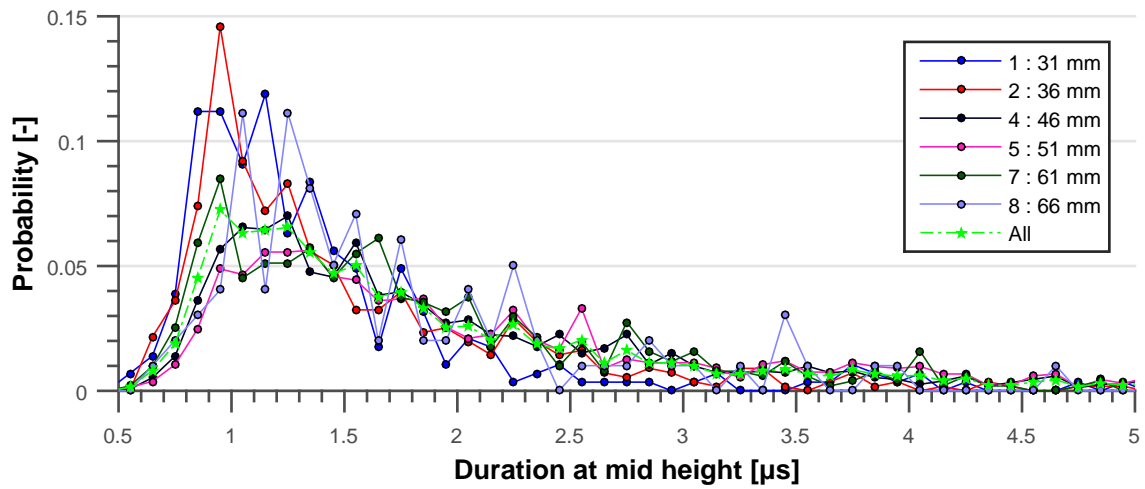
- Un nombre de cavitation de  $\sigma = 1.14$ , une vitesse de l'écoulement de  $V = 10.39$  m/s et une incidence de  $i = 4^\circ$ , voir figure H.1.(a).
- Un nombre de cavitation de  $\sigma = 1.46$ , une vitesse de l'écoulement de  $V = 9.65$  m/s et une incidence de  $i = 4^\circ$ , voir figure H.1.(b).

D'après ces résultats, une durée à mi-hauteur de  $1 \mu\text{s}$  est la plus probable pour ces points de fonctionnement.





(a)  $\sigma = 1.14$ ,  $V = 10.39$  m/s et  $i = 4^\circ$ .



(b)  $\sigma = 1.46$ ,  $V = 9.65$  m/s et  $i = 6^\circ$ .

FIGURE H.1 – Répartition des pics selon leur durée estimée à mi hauteur, pour chaque capteur et les étoiles en vert représentent la répartition sur l'ensemble des capteurs. Les durées d'impact ont été divisées en classes de  $0.1 \mu\text{s}$  de largeur. Pour chaque classe, l'ordonnée représente le nombre de pics dans cette classe rapporté au nombre total de pics.

# **Annexe I: Origine de l'agressivité numérique pour $i = 6^\circ$**

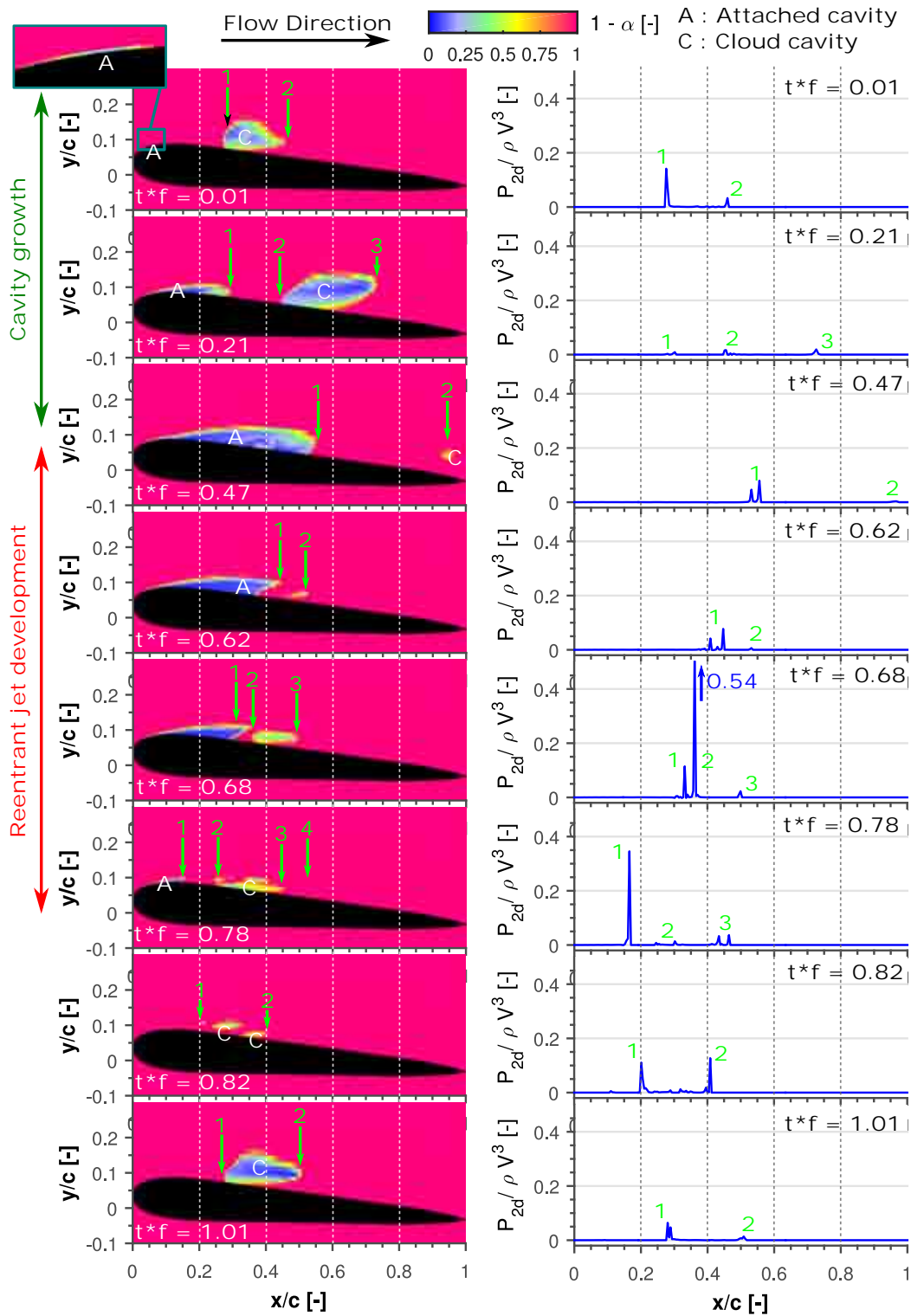


FIGURE I.1 – Distribution du taux de vide  $\alpha$  et de la puissance surfacique potentielle  $P_{2d}$  lors d'un cycle.  $t^*f$  correspond au temps  $t$  adimensionné par la fréquence de lâchers  $f$ . Pour plus de visibilité, l'échelle des ordonnées de  $P_{2d}$  est limitée à  $P_{2d}/\rho V^3 = 0.5$ , par contre le pic n°2 à  $t^*f = 0.68$  dépasse cette valeur et vaut  $P_{2d}/\rho V^3 = 0.54$ .

( $\sigma = 1.09$ ,  $V = 8$  m/s,  $i = 4^\circ$ ,  $l = 56$  mm et  $f = 42.3$  Hz)

## **Annexe J: Articles préparés lors de la thèse**

Le premier article est issu d'une collaboration avec Jan Hujer, un étudiant Tchèque de l'université de Liberec. Il a été publié et présenté à CAV2015.

Le second article a été publié lors de FEDSM2018 organisée par l'ASME.

Le dernier article a été soumis et accepté pour l'IAHR2018.

# Impact load measurements with a PVDF pressure sensor in an erosive cavitating flow

J Hujer<sup>1</sup>, JB Carrat<sup>2</sup>, M Müller<sup>1</sup>, M Riondet<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Technical University of Liberec, Studentska 2, 461 17 Liberec, Czech Republic

<sup>2</sup> LEGI, Univ. Grenoble Alpes, CNRS, F-38000 Grenoble, France

E-mail : JanHujer@seznam.cz

**Abstract.** A PVDF pressure sensor was used to measure the pressure peaks due to the collapse of cavitation bubbles in the high-speed tunnel of the LEGI laboratory. It was flush mounted on a stainless steel disk in the most erosive area of the test section. The recorded data were post-processed in order to get the impact load spectra for different velocities at constant cavitation number. The results are presented as cumulative histograms of peak rate and maximal impact load for different flow velocities of the high-speed tunnel.

## 1. Introduction

Cavitation is one of the main issues in turbomachinery since it may be responsible for efficiency losses, vibration and erosion. When a cavitation bubble collapses close to a surface, a microjet and a pressure wave are usually created, which impact the surface on a very small area and can deform and/or erode it. It has been shown from pitting tests that the impact area is of the order of tens or hundreds of micrometers in diameter (see for example, Franc et al [1]).

Moreover, the pressure pulse resulting from the collapse of a cavitation bubble is characterized by a large amplitude, of the order of 100 MPa (Wang et al [2]) or more (> GPa) (Momma et al [3]), and a very short duration measured typically in microseconds or even nanoseconds (Wang et al [4]).

Because of these extreme characteristics, it is very difficult to measure such pressure pulses whereas an accurate knowledge of their features is essential in view of damage prediction. So experimenters have developed special pressure sensors able to resist to cavitation erosion and with a high resonance frequency suited to the small duration time of the phenomenon.

Franc et al [5] measured the pressure pulse signal in a cavitation loop with a commercial pressure sensor (PCB 108A02) and showed that their sensor was not optimal for such measurements because of its limited resonance frequency.

Several authors use piezoelectric polyvinylidene fluorine (PVDF) films because of their high mechanical resistance and high resonance frequency. Momma et al [5] developed a PVDF pressure sensor and measured impact loads in a cavitating jet apparatus. Their PVDF transducer was mounted on a stainless steel support and protected on top by polyamide tapes from water and cavitation damage. Wang et al [1] recorded the impulsive pressure generated by cavitation bubble collapse with a single PVDF sensor and an array of PVDF sensors.

The purpose of the present work is to measure the impact loads due to cavitation bubble collapses in a cavitation loop with a PVDF sensor flush mounted in the region of maximum damage. Measurements were conducted at different flow velocities in order to investigate the effect of velocity on the flow aggressiveness at constant cavitation number i.e. for geometrically similar cavitating

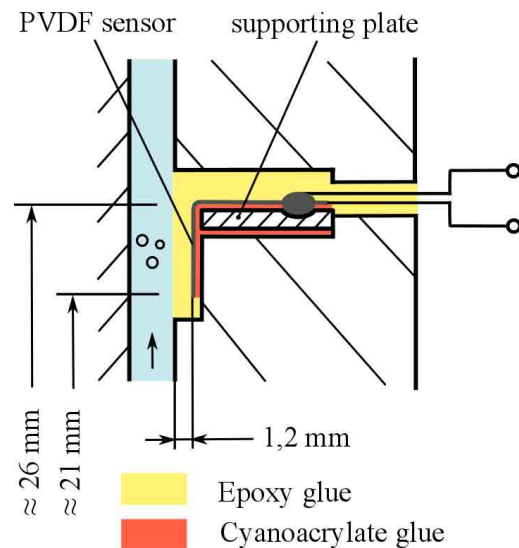


flows. Details on the facility and the pressure sensor are given in section 2. Section 3 is devoted to presentation of the results and the conclusion.

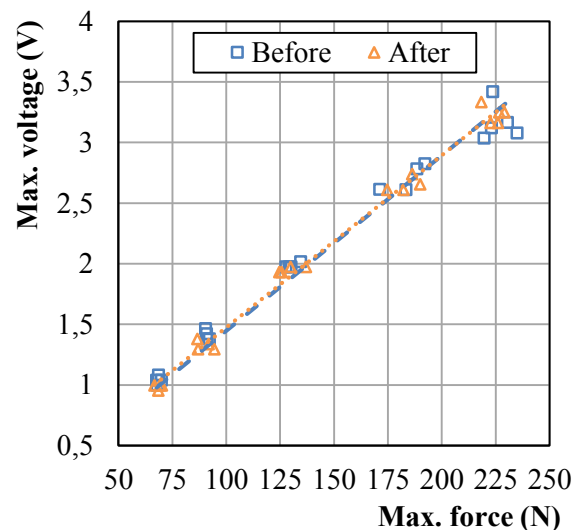
## 2. Experiments

### 2.1. Experimental Facility

The experiment was carried out in the high-speed tunnel of the LEGI laboratory, described in [5], generally used for cavitation erosion tests on samples made from different materials. In cavitating conditions, a cavity develops in the test section, which generates small vapor structures that collapse and may erode the sample. Erosion appears as a ring whose dimensions, minimum radius ( $R_{min}$ ) and maximum radius ( $R_{max}$ ), depend on the cavitation number. Present tests were carried out at a constant value  $\sigma = 0.9$  of the cavitation number that leads to  $R_{min} \approx 21 \text{ mm}$  and  $R_{max} \approx 26 \text{ mm}$  on average. The same value of cavitation number as in [1] was chosen with the aim of comparing pitting tests and pressure pulse measurements.



**Figure 1.** Detail of the mounted PVDF Sensor.



**Figure 2.** Calibration curve of the mounted PVDF sensor before (blue square and dashed line) and after (orange diamond and dotted line) experimentation.

Cavitation impacts are concentrated between the minimum and the maximum radius. A  $28 \mu\text{m}$  thick commercial PVDF (DTI-028K/L – Measurement Specialties, Inc.) sensor was placed in this area and mounted on a cavitation stainless steel disk (AISI 304 L), as shown in figure 1. The active area of the PVDF sensor was cut from  $12 \text{ mm} \times 30 \text{ mm}$  to  $12 \text{ mm} \times 5 \text{ mm}$  approximately. At first, the PVDF sensor was fixed on an adjusted supporting plate made from polymethyl methacrylate (PMMA) and then glued on the disk by cyanoacrylate glue (Loctite Super Attak Power Flex Gel). Finally, the hole was filled with epoxy glue (Bison Epoxy 5 minutes) and the  $1.2 \text{ mm}$  thick upper layer was used to protect the sensor from cavitation damage.

### 2.2. Calibration of the sensor

The piezoelectric PVDF sensor delivers a voltage  $V$  proportional to the force  $F$  or pressure  $P$  applied on its active surface. So a calibration curve  $F=f(V)$  or  $P=f(V)$  is necessary for estimating the force or the pressure applied on the sensor from the measured voltage. In the present work, force is preferred since pressure is far from being uniformly applied on the sensitive surface of the sensor.

A ball drop test technique was used for calibration. A stainless steel ball is dropped on the homemade sensor, including its protective layer on top, from a known height  $h_1$  and the height  $h_2$  of

the first rebound is measured. On the same time, the voltage is recorded as a function of time using the 8-bit Bus-Powered USB digitizer NI USB-5132.

The mean force on the transducer is calculated from a momentum balance:

$$F = \frac{m(V_1 + V_2)}{\tau}$$

where  $V_1$  is the velocity just before the impact on the sensor,  $V_2$  the rebound velocity just after impact,  $m$  the mass of the stainless steel ball and  $\tau$  the duration of the impact. Both velocities  $V_1$  and  $V_2$  can be expressed as  $V_i = \sqrt{2gh_i}$  ( $g$  gravity acceleration). The impact duration  $\tau$  was read on time axis of the calibration signal. The ratio between the maximum force and mean force is determined from the shape of the calibration signal.

The calibration curve in figure 2 was plotted from five calibrations settings characterised by different heights and stainless steel balls diameters, each one including four runs. It showed a good reproducibility. Furthermore, the performance of the sensor before and after the experiments is not changed significantly, which proves that the sensor is not damaged by the cavitating flow in spite of its high aggressiveness.

### 2.3. Acquisition and processing of the data

The impulses generated by the cavitation were registered by the PVDF sensor connected directly to a digitizer (NI-USB 5132) and the signal acquisition was made by a LabVIEW virtual instrument control at the highest sampling rate of 50 MS/s. The high-speed cavitation tunnel, disc, digitizer and computer were grounded to limit noise.

The acquisition time was adjusted according to the cavitation erosion potential, which depends on the flow velocity (upstream pressure) of the cavitation tunnel. As a consequence, for a flow velocity of 22 and 34 m/s the acquisition time was 50 s and for 44.7, 54.8, 63.2 and 70.7 m/s it was 30 s.

The recorded data were post-processed by using two parameters: a threshold, depending on noise of each signal, and a locking time of 10  $\mu$ s. So if one peak is detected, any other fluctuation of the signal during the following 10  $\mu$ s is ignored in order to avoid multiple counting for one impact.

## 3. Results and conclusion

The results of the post-processing are presented in figure 3 as cumulative histograms. For the different flow velocities, cumulative peak rates in peaks per unit surface area of the PVDF sensor and per unit time are displayed as a function of the maximal impact load. The maximal impact load in newtons was determined from the maximal voltage in volts using the calibration.

The results show that the impact load increases as flow velocity increases. Also the peak rate increases with flow velocity. Concave parts of the spectra at high amplitude for each flow velocity suggests a limit value for the maximal impact load. Results at low amplitude are dependent upon the threshold used for filtering the noise.

As a conclusion, the use of PVDF pressure sensors appears to be an accurate technique for measuring the aggressiveness of a cavitating flow. In the present work, measurements have been made up to a maximum flow velocity of 71 m/s (25 bar) which corresponds to a flow of high aggressiveness. The final objective is to correlate these measurements with cavitation damage in order to propose a method of prediction of damage based on impact load measurements.

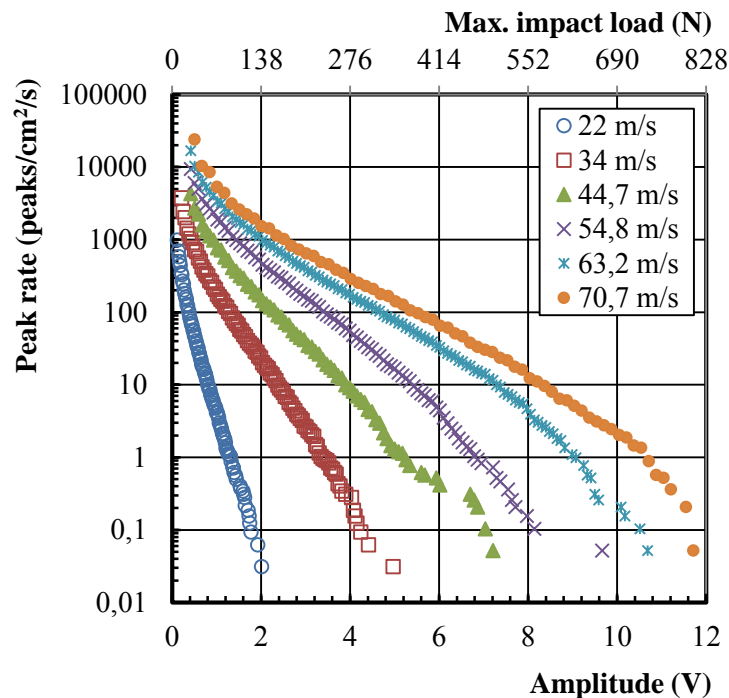


Figure 3. Impact load spectra at different flow velocities.

### Acknowledgments

We gratefully acknowledge the supports of the project TUL No. SGS 21000, the project OP VK reg. no. CZ.1.07/2.3.00/20.0139 and the Foundation Grenoble INP through the industrial chair ALSTOM “HYDRO’LIKE”.

### References

- [1] Franc, Jean-Pierre, Michel Riondet, Ayat Karimi, and Georges L. Chahine. “Material and Velocity Effects on Cavitation Erosion Pitting.” *Wear* 274–275 (January 2012): 248–59.
- [2] Wang, Yi-Chun, and Yu-Wen Chen. “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* 32, no. 2 (November 2007): 403–14.
- [3] Momma, T., and A. Lichtarowicz. “A Study of Pressures and Erosion Produced by Collapsing Cavitation.” *Wear* 186–187 (August 1995): 425–36.
- [4] Wang, Yi-Chun, Ching-Hung Huang, Yung-Chun Lee, and Ho-Hsun Tsai. “Development of a PVDF Sensor Array for Measurement of the Impulsive Pressure Generated by Cavitation Bubble Collapse.” *Experiments in Fluids* 41, no. 3 (August 24, 2006): 365–73.
- [5] Franc, Jean-Pierre, Michel Riondet, Ayat Karimi, and Georges L. Chahine. “Impact Load Measurements in an Erosive Cavitating Flow.” *Journal of Fluids Engineering* 133, no. 12 (2011): 121301. doi:10.1115/1.4005342.
- [6] Momma, T., and A. Lichtarowicz. “A Study of Pressures and Erosion Produced by Collapsing Cavitation.” *Wear* 186–187 (August 1995): 425–36.



**FEDSM2017-69187**

**ASSESSMENT OF CAVITATING FLOW AGGRESSIVENESS ON A HYDROFOIL :  
 EXPERIMENTAL AND NUMERICAL APPROACHES**

**Jean-Bastien Carrat\***

Univ. Grenoble Alpes,  
 Grenoble INP<sup>†</sup>, CNRS, LEGI  
 F-38000 Grenoble, France

**Regiane Fortes-Patella**

Univ. Grenoble Alpes,  
 Grenoble INP<sup>†</sup>, CNRS, LEGI  
 F-38000 Grenoble, France

**Jean-Pierre Franc**

Univ. Grenoble Alpes,  
 Grenoble INP<sup>†</sup>, CNRS, LEGI  
 F-38000 Grenoble, France

Email: jean-bastien.carrat@legi.grenoble-inp.fr

**ABSTRACT**

*The aggressiveness of a partial cavity on a hydrofoil in a cavitation tunnel is investigated from a joint numerical and experimental analysis. The numerical approach is based on a homogeneous equilibrium model and a barotropic law for the liquid/vapor mixture [1, 2] for cold water. The unsteady behavior of the cavity appears in good agreement with experiments although the maximum cavity length is underestimated and the cloud shedding frequency overestimated. The flow aggressiveness is estimated by using the energy approach proposed by Fortes-Patella et al. [3, 4]. The technique predicts a maximum in flow aggressiveness located in the region where the cloud cavity is shed and increases as a power of the flow velocity between 2 and 3.*

**NOMENCLATURE**

$c$  reference length equal to the chord length,  $c = 100 \text{ mm}$  [mm]  
 $c_{min}$  minimum speed of sound [m/s]  
 $E$  potential energy [J]  
 $f$  shedding frequency [Hz]  
 $g$  pixel gray level at an instant  $t$  [-]  
 $g_{mean}$  mean gray level over the span at an instant  $t$  [-]  
 $h$  distance perpendicular to the wall [m]  
 $i$  incidence of the hydrofoil [ $^\circ$ ]  
 $l$  maximum cavity length [mm]  
 $p_v$  vapor pressure [Pa]  
 $p_{up}$  upstream pressure [Pa]

$p$  pressure in a cell [Pa]  
 $P$  potential power [W]  
 $P_{3d}$  potential power density [ $\text{W}\cdot\text{m}^{-3}$ ]  
 $P_{2d}$  areal potential power density [ $\text{W}\cdot\text{m}^{-2}$ ]  
 $P_{mean}$  mean aggressiveness intensity [ $\text{W}\cdot\text{m}^{-2}$ ]  
 $St$  Strouhal number  $St = fc/V$  (based on the chord length) or  
 $St = fl/V$  (based on the cavity length) [-]  
 $T$  temperature [ $^\circ\text{C}$ ]  
 $T_{trans}$  duration of the numerical transient [s]  
 $T_a$  analysis duration [s]  
 $V$  flow velocity in the test section [m/s]  
 $V_{vap}$  total vapor volume in the computational domain [ $\text{m}^3$ ]  
 $V_{cell}$  volume of a cell [ $\text{m}^3$ ]  
 $\alpha$  void fraction,  $\alpha = (\rho_l - \rho)/(\rho_l - \rho_v)$  [-]  
 $\Delta S$  reference area [ $\text{m}^2$ ]  
 $\Delta t$  numerical time step  $\Delta t = 0.2 * c/V$  [s]  
 $\Delta z$  width of the central part studied experimentally [mm]  
 $\rho_l$  liquid density [ $\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$ ]  
 $\rho_v$  vapor density [ $\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$ ]  
 $\rho$  mixture density [ $\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$ ]  
 $\sigma$  upstream cavitation number in the test section [-]

**INTRODUCTION**

For partial cavitation, the cavitating flow aggressiveness is connected to the unsteadiness of the cavity. In particular, Reisman et al [5] pointed out that the cloud cavity shed by a cavity was responsible for cavitation erosion.

\*Address all correspondence to this author.

<sup>†</sup>Institute of Engineering Univ. Grenoble Alpes

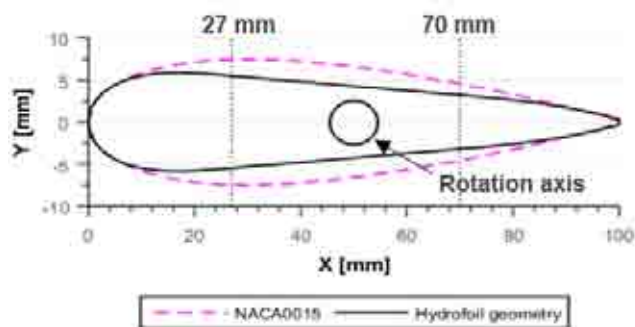


FIGURE 1. HYDROFOIL GEOMETRY

In order to simulate the behavior of partial cavitation, the in-house 2D cavitating unsteady code "IZ" is used in this paper. In parallel a series of experimental measurements has been performed in the hydrodynamic tunnel of the LEGI (Laboratory of Geophysical and Industrial Flows). The post-treatment applied on the experimental and numerical results will be explained. Then the global behavior observed experimentally and numerically will be compared. Finally the numerical approach for estimating cavitation aggressiveness, proposed by Fortes-Patella et al. [4] will be applied on this particular hydrofoil.

## HYDROFOIL GEOMETRY

The choice of the hydrofoil shape has been based on experimental and numerical considerations.

In order to be able to test various types of sensors the hydrofoil has been designed with a large flat area. On the same time, the hydrofoil should allow us to have different cavitation patterns and levels of cavitation aggressiveness. Based on these considerations and after a pre-study done by using the 2D cavitating unsteady code "IZ" [1, 2, 4, 6] the hydrofoil geometry shown in Fig. 1 has been selected.

The hydrofoil is symmetrical with the same leading edge radius as a NACA0015, i.e. 7% of the chord length. Its chord length is  $c = 100$  mm and its maximum thickness is 12 % of the chord length. The flat area is located between 27 % and 70 % of the chord length, which provides room for instrumentation. Its rotation axis is at mid chord. A smooth transition between the flat and curved part of the hydrofoil is ensured by continuity of the first and second derivative of the upper and lower hydrofoil surface.

## EXPERIMENTAL SET UP

Experiments have been conducted in the water tunnel of the LEGI laboratory.

The length, width and height of the test section illustrated in

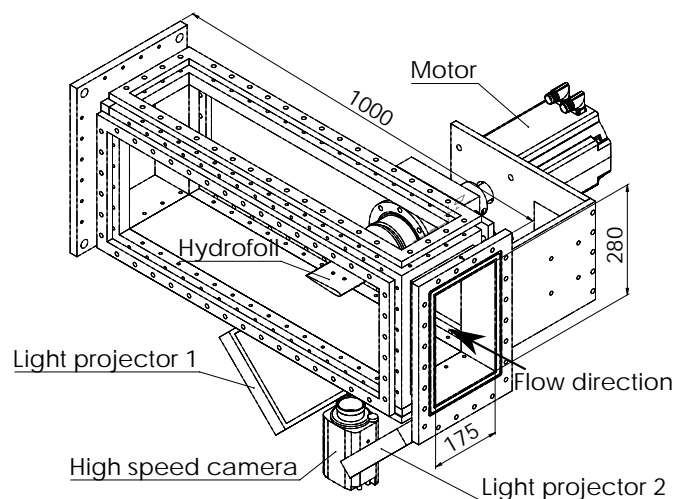


FIGURE 2. SCHEME OF THE EXPERIMENTAL SET UP

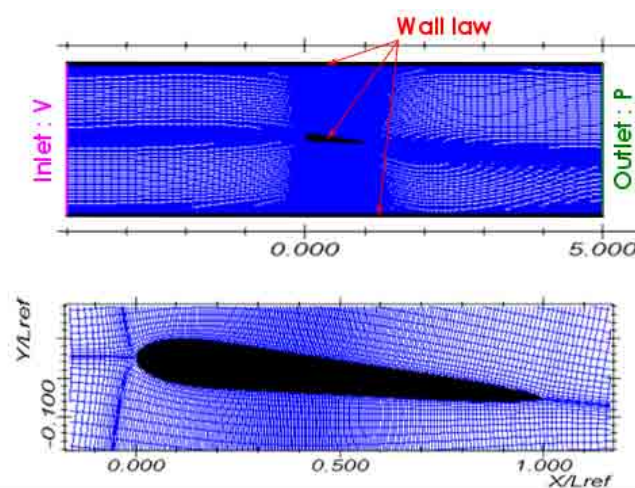


FIGURE 3. MESH IN THE TEST SECTION (TOP) AND AROUND THE FOIL (BOTTOM)

Fig. 2 are respectively 1000 mm, 175 mm and 280 mm. The hydrofoil rotation axis is placed at one third of the length and half of the height of the test section. The incidence is fixed with a brushless motor controlled by a variator. Every side of the test section is in plexiglass. High speed videos are taken from the bottom by using a high speed camera (MIRO C310), showed in Fig. 2, at a framerate of 3200 fps. Light is provided by 2 projectors inclined at 45°. The tunnel is equipped by 2 pressure sensors (one upstream and one downstream of the test section), a flowmeter and a temperature sensor. From these measurements, the upstream

cavitation number  $\sigma$  in the test section is evaluated by :

$$\sigma = \frac{p_{up} - p_v(T)}{\frac{1}{2}\rho(T)V^2} \quad (1)$$

A series of experimental measurements have been made for upstream velocities of 6, 8 and 10 m/s and upstream cavitation numbers decreasing from 2.2 to 0.3. Several angles of attack have been tested and the results for  $4^\circ$ ,  $6^\circ$  and  $8^\circ$  are presented in this paper. Each video corresponds to 8300 frames and 2.5 s duration.

The uncertainties on  $V$  and  $\sigma$  are respectively of 0.01 m/s and 0.02.

### CFD CALCULATION

The numerical study uses the in-house 2D code "IZ". The Unsteady Reynolds Averaged Navier-Stokes equations are solved with the assumption of a homogeneous fluid with variable density. The mixture density  $\rho$  is defined as a function of the void fraction  $\alpha$ :

$$\rho = \alpha\rho_v + (1 - \alpha)\rho_l \quad (2)$$

A modified  $k-\epsilon$  RNG turbulence model (described in detail by Coutier-Delgosha et al [2]) with standard wall functions is employed. A barotropic equation of state,  $\rho(p)$  is used for modelling cavitation and closing the equation system, defined in [1,6] by :

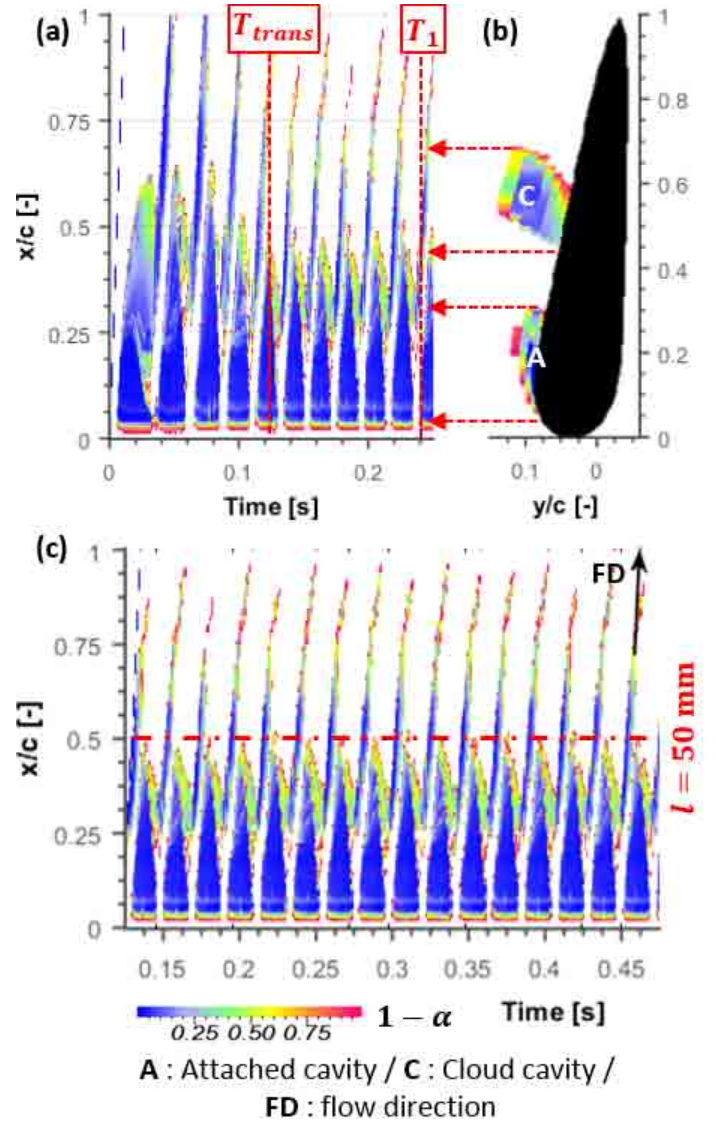
$$\rho = \frac{\rho_l + \rho_v}{2} + \frac{\rho_l - \rho_v}{2} \left[ 1 + \sin \left( \frac{2(p - p_v)}{c_{min}^2(\rho_l - \rho_v)} \right) \right] \quad (3)$$

This law ensures a smooth transition between liquid and vapour and is mainly controlled by its maximum slope related to the minimum speed of sound  $c_{min}$  in the mixture. In the present study,  $c_{min}$  is fixed at 1 m/s. Besides this CFD code has already been validated against numerous experiments and geometries such as Venturi, hydrofoil and hydrofoil cascade [2,4,6,7,8].

The calculations are carried out using a structured mesh, a H-grid, composed of  $290 \times 119$  cells refined around the hydrofoil on the upper and lower walls as shown in Fig. 3. At the wall, the dimensionless wall distance  $y^+$  lies between 20 and 50 and the standard law of the wall could be applied. A velocity and a pressure condition are imposed respectively at the inlet and outlet of the computational domain.

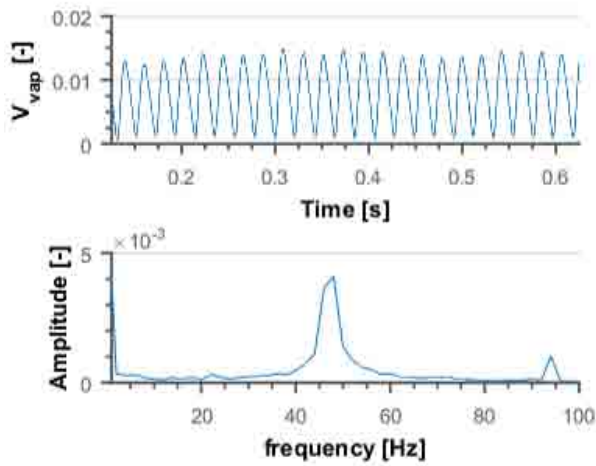
### POST-TREATMENT

The next sections explain the methodology used for determining the cavity length  $l$  and the shedding frequency  $f$  numer-



**FIGURE 4.** (a) SPACE-TIME DIAGRAM OF VOID FRACTION BETWEEN 0 AND 0.25 S. (b) VOID FRACTION DISTRIBUTION AT  $t = t_1$ . (c) SPACE-TIME DIAGRAM OF VOID FRACTION BETWEEN 0.125 AND 0.475 S. THE VOID FRACTION SHOWN AT EACH POINT  $(X, T)$  IS THE MAXIMUM VALUE OF VOID FRACTION ALONG THE LINE  $X=CONSTANT$  PERPENDICULAR TO THE FOIL IN THE  $(x, y)$  DOMAIN. BLUE AND WHITE ARE RESPECTIVELY FOR PURE VAPOR AND LIQUID. (NUMERICAL POINT :  $i = 4^\circ$ ,  $V = 8$  m/s AND  $\sigma = 1.04$ )

ically and experimentally. The methodology is explained in the case of an incidence  $i = 4^\circ$ , a velocity  $V = 8$  m/s, and a cavitation number  $\sigma = 1.04$  for the simulation and 1.09 for the experiment.



**FIGURE 5.** (a) TIME EVOLUTION OF THE TOTAL VAPOR VOLUME BETWEEN 0.125 AND 0.63 S. (b) FFT OF THE TIME EVOLUTION OF THE TOTAL VAPOR VOLUME BETWEEN 0.125 AND 0.63. (NUMERICAL POINT :  $i = 4^\circ$ ,  $V = 8$  m/s AND  $\sigma = 1.04$ )

### Numerical methodology

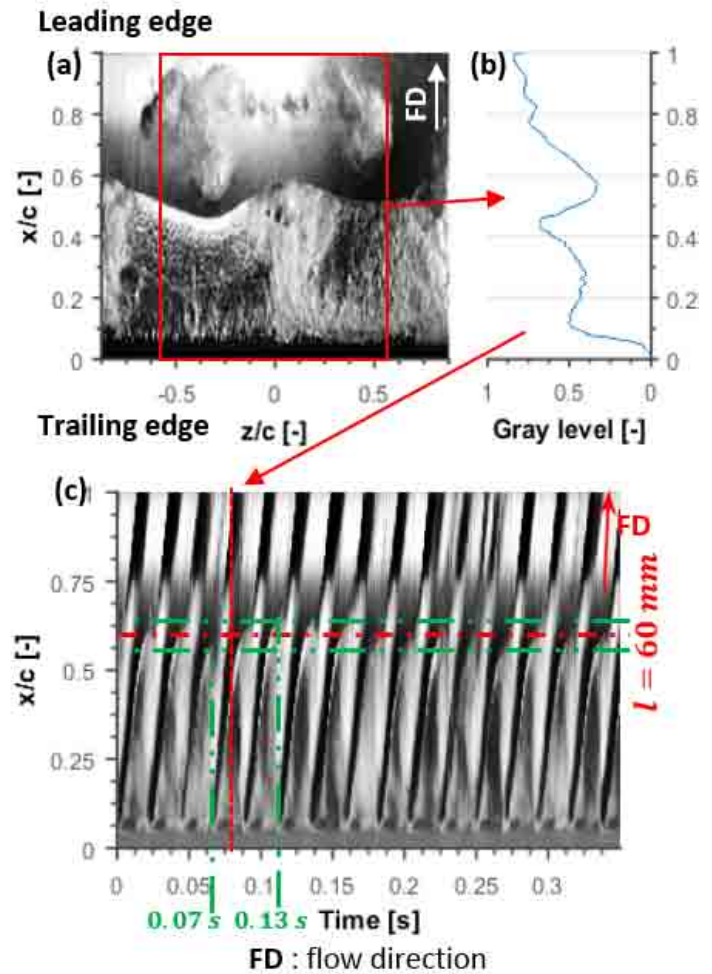
Numerical calculations start from stationary non cavitating conditons. The outlet pressure is slowly decreased in order to get the desired  $\sigma$ .

Because the transient period does not represent the desired operating point, all analyses have been made after this settle time. The duration of the transient time is defined as the limit between a non periodic and a periodic oscillation of the cavity. From Fig. 4.(a), the duration of the initial transient flow is determined as about  $T_{trans} = 0.125$  s.

The total volume of vapour in the computational domain is a good way to estimate the shedding frequency, because it takes into account the growth and collapse of the cavitation structures in the computational domain.

The time evolution of the total vapour volume between 0.125 and 0.63 s is periodic as shown in Fig. 5.(a). By applying a Fast Fourier Transformation to the total vapour volume, the frequency spectrum can be determined (see Fig. 5.(b)), with a peak centered around the shedding frequency, equal to  $f = 48.0$  Hz in this particular case.

From Fig. 4.(c), the cavity length can be evaluated at any time. The cavity length  $l$ , considered later, is defined as the maximum length of the cavity before detachment by the re-entrant jet. For the case in Fig. 4, the maximum cavity length is equal to  $l/c = 0.50$ .

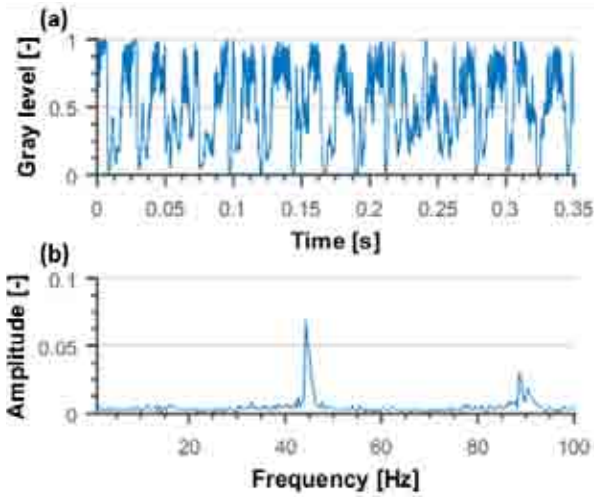


**FIGURE 6.** (a) SNAPSHOT AT  $t = 0.08$  s. (b) MEAN GRAY PROFILE IN THE REDUCED SNAPSHOT AT  $t = 0.08$  S. (c) SPACE-TIME DIAGRAM OF GRAY LEVEL BETWEEN 0 AND 0.35 S. BLACK AND WHITE ARE RESPECTIVELY A GRAY LEVEL OF 0 AND 1. ( $i = 4^\circ$ ,  $V = 8$  m/s AND  $\sigma = 1.09$ )

### Experimental methodology

Figure 6 illustrates the experimental post-treatment based on high speed video for a given operating point defined by  $V = 8$  m/s,  $\sigma = 1.09$  and  $i = 4^\circ$ . The same kind of image processing as Prothin et al. [9] is used.

The analysis is limited to a central part  $\Delta z = 60$  mm wide, represented by the red rectangle in Fig. 6.(a) in order to get rid of side effects along the tunnel wall. Therefore the mean gray profile  $g_{mean}$  along the chord at  $t = 0.08$  s, shown in Fig. 6.(b), is estimated by the spatial averaging of the gray profile  $g$  over the



**FIGURE 7.** (a) EXAMPLE OF THE TIME EVOLUTION OF THE MEAN GRAY AT 25 % OF THE CHORD LENGTH BETWEEN 0 AND 0.35 s. (b) FFT OF THE SPACE-TIME DIAGRAM OF THE MEAN GRAY LEVEL ACROSS TIME ON THE 2.5 s RECORDING. (EXPERIMENTAL POINT :  $i = 4^\circ$ ,  $V = 8$  m/s AND  $\sigma = 1.09$ )

span in the reduced snapshot :

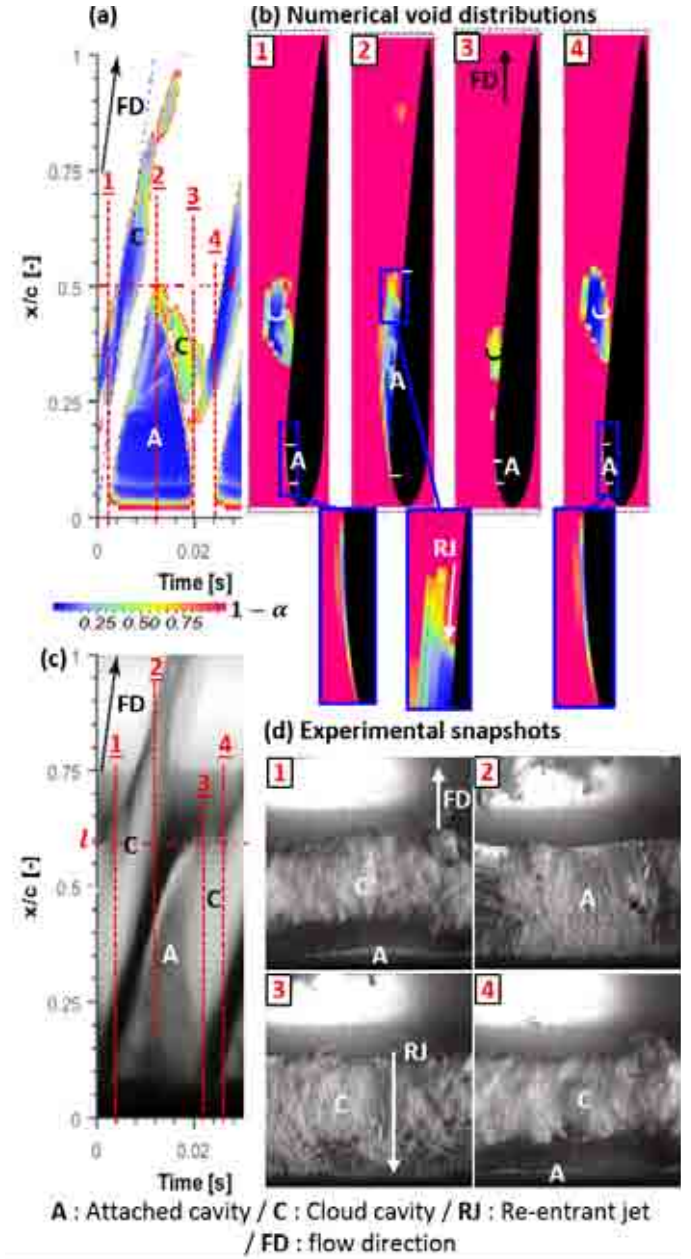
$$g_{mean}(x,t) = \frac{1}{\Delta z} \int_{-\Delta z/2}^{+\Delta z/2} g(x,z,t).dz \quad (4)$$

The operation is repeated for every frame and provides the space-time diagram of the mean gray level shown in Fig. 6.(c).

The mean gray profile oscillation at 25 % (see Fig. 7.(a)) of the chord length is due to the periodic behavior of the partial cavity. For every point along the chord the mean gray evolution is almost the same as the one shown in Fig. 7. The FFT of the space-time diagram (in Fig. 6.(c)) across time gives the spectral distribution in Fig. 7 with a major peak centered around the shedding frequency  $f = 44.3$  Hz.

The peak for the numerical FFT in Fig. 5 is wider than the experimental one because the sample duration for the FFT calculation is smaller for the numerical analysis.

In the time evolution of the mean gray level in Fig. 6.(b) the maximum cavity length as defined in the previous section is not exactly the same for every shedding. As an example, the maximum measured cavity length is  $l/c = 0.57$  at  $t = 0.07$  s, whereas it is  $l/c = 0.64$  at  $t = 0.13$  s . As a consequence, the cavity length is estimated from the average between the two former values with an uncertainty of  $\pm 5\%$  of the chord, which gives  $l/c = 0.60 \pm 0.05$ .



**FIGURE 8.** COMPARISON BETWEEN NUMERICAL ((a) AND (b)) AND EXPERIMENTAL RESULTS ((c) AND (d)) ON CAVITY DYNAMICS FOR  $i = 4^\circ$ ,  $V = 8$  m/s AND A NUMERICAL AND EXPERIMENTAL CAVITATION NUMBER OF  $\sigma = 1.04$  AND 1.09.

1. INCEPTION OF THE LEADING EDGE CAVITY; 2. MAXIMUM CAVITY LENGTH; 3. CAVITY BREAK-OFF BY THE RE-ENTRANT JET; 4. INCEPTION OF A NEW LEADING EDGE CAVITY.

## GLOBAL ANALYSIS

### Cavity dynamics

The various stages of the shedding mechanism connected to the development of a re-entrant jet, as described by Le et al. [10], are observed experimentally and numerically in Fig. 8.

At instant 1, an incipient cavity and a cloud cavity shed during the previous oscillation are visible. Between instants 1 and 2, the attached cavity is growing. At instant 2, the attached cavity reaches its maximum length and the re-entrant jet starts developing at the end of the cavity. The re-entrant jet is visible numerically in Fig. 8.(b) in the zoom at the end of the cavity. Between 2 and 3, the re-entrant jet is moving backward to the foil leading edge. At instant 3, it reaches the front of the cavity and cuts it, creating the cloud cavity, which is potentially erosive as discussed later. Between instants 3 and 4, there is almost no attached cavity and the cloud cavity is convected by the flow. Instant 4, is almost identical to instant 1 with the start of a new shedding.

Numerical and experimental results are very similar. On the whole, the behavior of the partial cavity is globally well predicted by the simulations. Even if the oscillation period is the same and equal to 22 ms, the duration of each stage is not the same experimentally and numerically. The growth of the attached cavity between instants 1 and 2 (see Fig. 8 (a) and (c)) represents 76 % of the shedding duration for the experiment while it is only 42 % for the simulation. Le et al. [10] observed on a plano-convex foil a growth during 2/3 of the shedding duration, which confirms our measurement. On the other hand the duration of the cavity break-off by the re-entrant jet is 5 time longer numerically than experimentally.

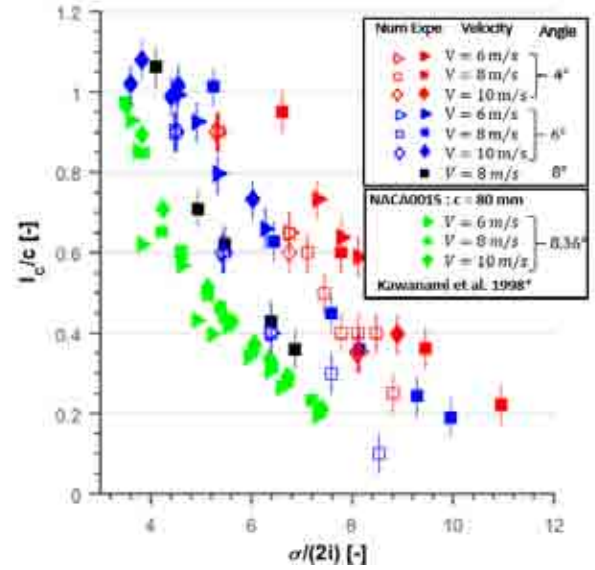
### Numerical and experimental comparisons

Experimental and numerical analyses have been done for different cavitating conditions. The upstream velocity is fixed at 6, 8 and 10 m/s. The numerical and experimental upstream cavitation number varies respectively from 0.70 to 1.34 and 0.70 to 1.94. Several angles of attack are tested : 4°, 6° and 8°. For the moment only 4° and 6° are simulated. For each operating point, the cavity length and shedding frequency are determined from both experiments and simulations by using the previous methodology.

The results for the cavity length are plotted in Fig. 9. Previous measurements from Kawanami et al. [11] for a NACA0015 hydrofoil with a chord length of 80 mm are added to this graph.

Kawanami et al. [11] observed an independence of the maximum cavity length with the upstream velocity for a fixed angle in the range from 6 to 10 m/s. Our numerical and experimental results confirm this observation.

At the same angle of attack and cavitation number, the cavity length is always smaller numerically than experimentally. This difference could be partly explained by 3D effects not taken into



**FIGURE 9.** CAVITY LENGTH AS A FUNCTION OF  $\sigma/(2i)$ . RED, BLUE, BLACK AND GREEN DOTS ARE FOR INCIDENCES OF 4°, 6°, 8° AND 8.36°. FILLED DOTS CORRESPOND TO EXPERIMENTAL RESULTS WHILE UNFILLED DOTS CORRESPOND TO NUMERICAL RESULTS.

account in the numerical simulation.

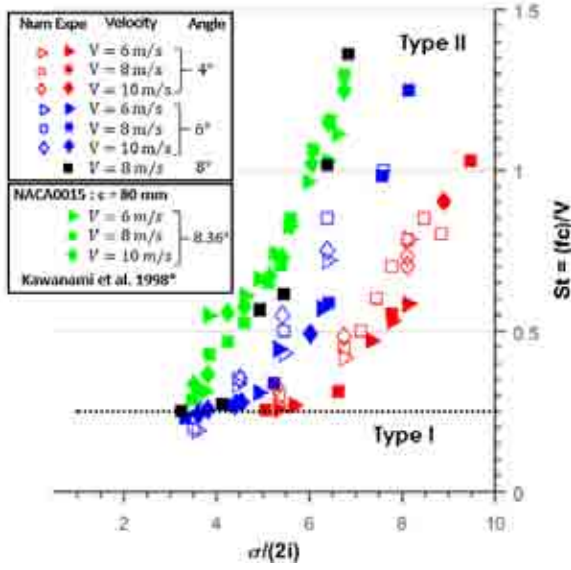
According to Arndt et al. [12] and Fujii. et al [13], two types of partial cavitation may occur for different hydrofoil shapes. The difference comes from the mechanism responsible for the cloud shedding. Type I oscillations for low values of  $\sigma/(2i)$  correspond to a bubbly shock wave. Type II oscillations for high values of  $\sigma/(2i)$  correspond to a re-entrant jet.

According to Arndt et al. [12, 14] the transition can be seen on the evolution of the Strouhal number based on the chord length  $St = fc/V$  as a function of  $\sigma/(2i)$ , shown in Fig. 10. It is the point where the Strouhal number based on the chord length is increasing drastically from an almost constant value at 0.25 characterizing type I oscillation.

The points in green in Fig. 10 have been measured by Kawanami et al. [11] for a flow velocity of  $V = 8$  m/s and an incidence of 8.36°. Our experimental results for 8° are in pretty good agreement with these results, although the hydrofoil is different. For  $\sigma/(2i) < 4$ , the Strouhal number based on the chord length is almost constant at 0.25 and then increases with  $\sigma/(2i)$ .

The same behavior is seen for 4° and 6° in Fig. 10 except that the transition limit is higher, respectively  $\sigma/(2i) = 5$  and 5.5 both numerically and experimentally.

At a fixed incidence and cavitation number, the Strouhal number based on the chord length is almost independent of the flow velocity. So the shedding frequency is directly proportional



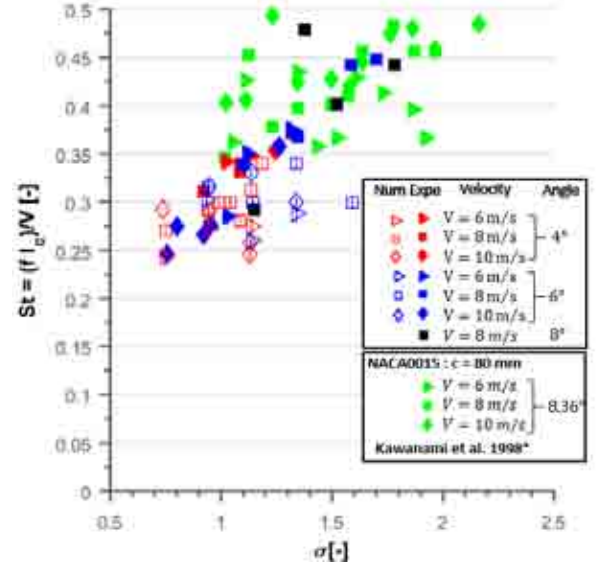
**FIGURE 10.** STROUHAL NUMBER BASED ON THE CHORD LENGTH  $St = fc/V$  AS A FUNCTION OF  $\sigma/(2i)$ . RED, BLUE, BLACK AND GREEN DOTS ARE FOR INCIDENCES OF  $4^\circ$ ,  $6^\circ$ ,  $8^\circ$  AND  $8.36^\circ$ . FILLED DOTS CORRESPOND TO EXPERIMENTAL RESULTS WHILE UNFILLED DOTS CORRESPOND TO NUMERICAL RESULTS.

to the flow velocity. For the same incidence, flow velocity and cavitation number, numerical calculations slightly overestimate the shedding frequency compared to the experimental measurements.

The Strouhal number based on the cavity length,  $St = fl/V$ , is presented in Fig. 11 as a function of  $\sigma$ . As a comparison, results from Kawanami et al. [11] are also plotted.

As expected, the Strouhal number is not much affected by the flow conditions such as incidence and upstream velocity. Our experimental points for  $4^\circ$ ,  $6^\circ$  and  $8^\circ$  and the same cavitation number are collapsing on the same curve regardless of the velocity. In addition, the Strouhal number based on the cavity length varies between 0.25 and 0.5 both numerically and experimentally, which is a typical range for the cloud cavitation instability [10, 15].

The former comparisons show that the numerical code is able to simulate correctly the global cavity dynamic with respect to the experimental observations. Nevertheless in the same hydrodynamic conditions (incidence, velocity and cavitation number) the cavity length is underestimated numerically. The shedding frequency is overestimated compared to the experimental measurements. Indeed for a type II oscillation, a longer cavity length means more time for the cavity break-off by the re-entrant and a lower shedding frequency. These differences were also ob-



**FIGURE 11.** STROUHAL NUMBER BASED ON THE CAVITY LENGTH  $St = fl/V$  AS A FUNCTION OF  $\sigma$ . RED, BLUE, BLACK AND GREEN DOTS ARE FOR INCIDENCES OF  $4^\circ$ ,  $6^\circ$ ,  $8^\circ$  AND  $8.36^\circ$ . FILLED DOTS CORRESPOND TO EXPERIMENTAL RESULTS WHILE UNFILLED DOTS CORRESPOND TO NUMERICAL RESULTS.

served by Coutier-Delgosha et al. [6] with the same code in the case of a Venturi.

## NUMERICAL AGGRESSIVENESS

### Modelling

The erosion model developed by Fortes-Patella et al. [3,4] is used in this paper. A physical scenario describes the mechanism of cavitation erosion based on an energy approach.

Each vapor structure in a flow is characterised by its potential energy :

$$E = \Delta p V_{vap} = (p - p_v) V_{vap} \quad (5)$$

where  $p$  is the surrounding pressure of the fluid.

Thus an instantaneous potential power is derived by a lagrangian derivative :

$$P = \frac{dE}{dt} = V_{vap} \frac{d\Delta p}{dt} + \Delta p \frac{dV_{vap}}{dt} \quad (6)$$

Leclerc et al. [16] showed that the  $\Delta p$  variation is negligible compared to the variation of  $V_{vap}$ . Furthermore only the collapsing vapour structures (ie  $dV_{vap}/dt < 0$ ) are considered. These

assumptions lead to :

$$P = -\Delta p \frac{dV_{vap}}{dt} \quad (7)$$

The minus sign is introduced in order to have a positive value.

The CFD unsteady calculation gives us the pressure  $p$ , velocity  $V$ , void fraction  $\alpha$  and vapour volume  $V_{vap}$  at every time step in a cell. In particular the vapour volume is related to the void fraction by  $\alpha = V_{vap}/V_{cell}$ .

So the potential power density in a cell can be written as:

$$P_{3d} = \frac{P}{V_{cell}} = -\Delta p \frac{d\alpha}{dt} \quad (8)$$

Our goal is to estimate the aggressiveness at every point at the surface of the hydrofoil. The aggressiveness intensity at one point of the foil is the areal potential power density defined by integrating equation 8 :

$$P_{2d} = \int_0^h P_{3d}.dy \quad (9)$$

where  $h$  is a distance perpendicular to the wall. Physically, the aggressiveness intensity at one point of the surface includes the contribution of all the vapor structures within a distance  $h$  to the wall. In our case,  $h$  is big enough in order to take into account all vapor structures.

$d\alpha/dt$  is calculated at every time step from the local mass conservation equation in a cell which gives :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div}(\rho \vec{U}) = 0 \quad (10)$$

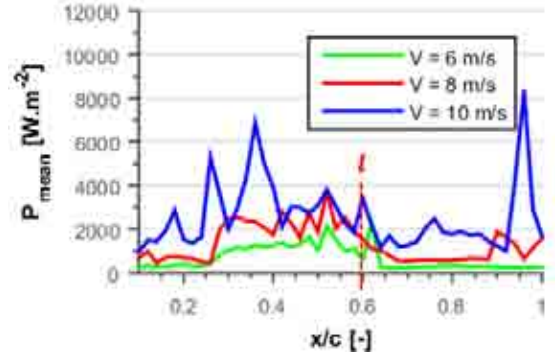
By using equations 2 and 10 it can be demonstrated that :

$$\frac{d\alpha}{dt} = \frac{\rho}{\rho_l - \rho_v} \text{div}(\vec{U}) \quad (11)$$

## Results

In order to estimate the aggressiveness of the flow along the chord, the hydrofoil is divided in 50 numerical sensors 2 mm wide. On every sensor a temporal mean value of the aggressiveness intensity is evaluated as follows :

$$P_{mean} = \frac{1}{T_a} \int_0^{T_a} P_{2d}.dt \quad (12)$$



**FIGURE 12.** MEAN AGGRESSIVENESS INTENSITY PLOTTED AS A FUNCTION OF THE RELATIVE CHORD LENGTH FOR DIFFERENT FLOW VELOCITIES FOR AN INCIDENCE  $i = 4^\circ$  AND A CAVITATION NUMBER  $\sigma = 0.94$ . THE CAVITY LENGTH IS EVALUATED EQUAL TO 60 mm FOR ALL CASES. THE SHEDDING FREQUENCIES FOR 6, 8 AND 10 m/s ARE RESPECTIVELY 25.1, 35.4 AND 43.3 Hz. THE ANALYSIS PERIOD FOR EACH CASE IS  $T_a = 3/f$ . FURTHER NUMERICAL CALCULATIONS ARE IN PROGRESS IN ORDER TO MAKE CONCLUSION ON A LONGEST SAMPLE.

where  $T_a$  is the analysis duration.

Figures 12 and 13 show the evolution of the mean aggressiveness intensity  $P_{mean}$  along the chord for several velocities, incidences and cavitation numbers.

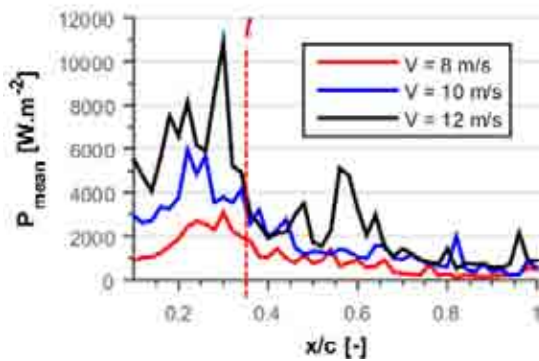
In particular for an incidence  $i = 4^\circ$  and a cavitation number  $\sigma = 0.94$  (Fig. 12), the most aggressive area tends to be the same for every velocity and is located between 15 % and 65 % of the chord length, whereas the cavity length is  $l/c = 60\%$

Figure 13 shows the evolution of the mean aggressiveness along the chord for a case defined by an incidence  $i = 6^\circ$  and a cavitation number  $\sigma = 1.34$ . The most aggressive area is located between 15 % and 43 % of the chord length, whereas the cavity length is  $l/c = 35\%$

For both cases the most aggressive area is located around the cavity closure. These observations agree with the pressure measurements along the chord length made by Le et al. [17].

From Fig. 14 for a cavitation number  $\sigma = 0.94$  and an incidence  $i = 4^\circ$  the cloud cavity is located between 15 % and 100 % of the chord length regardless of the flow velocity. Between 1 and 2 in Fig. 14, the void fraction distribution along the chord varies strongly between two consecutive time steps. A lot of structures are collapsing during this period between 15 % and 65 % of the chord length, which results in the most aggressive area visible in Figs. 12 and 13. So the aggressiveness of the cavitating flow is mainly due to the shedded cloud as observed previously and pointed out numerically and experimentally by Li et al. [18] and Gavaises et al [19].





**FIGURE 13.** MEAN AGGRESSIVENESS INTENSITY PLOTTED AS A FUNCTION OF THE RELATIVE CHORD LENGTH FOR DIFFERENT FLOW VELOCITIES FOR AN INCIDENCE  $i = 6^\circ$  AND A CAVITATION NUMBER  $\sigma = 1.34$ . THE CAVITY LENGTH IS EVALUATED EQUAL TO 35 mm. THE SHEDDING FREQUENCY FOR 8, 10 AND 12 m/s ARE RESPECTIVELY 68.0, 75.0 AND 97.0 Hz. THE ANALYSIS PERIOD FOR EACH CASE IS  $T_a = 6/f$ . FURTHER NUMERICAL CALCULATIONS ARE IN PROGRESS IN ORDER TO MAKE CONCLUSION ON A LONGEST SAMPLE.

For every flow velocity and incidence, the maximum aggressiveness was determined and plotted as a function of the flow velocity in Fig. 15.

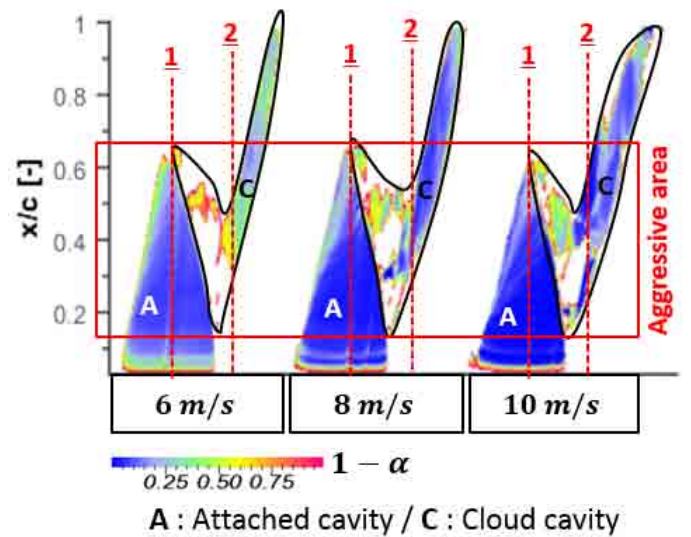
Figure 15 shows that flow aggressiveness varies with a power of the flow velocity of the order of 2.2 for an incidence  $i = 4^\circ$  and a cavitation number of  $\sigma = 0.94$  and 3.2 for an incidence  $i = 6^\circ$  and a cavitation number of  $\sigma = 1.34$ . A similar trend was observed by Leclercq et al. [16] on a different hydrofoil (NACA 65012) by using the same cavitation aggressiveness model and another numerical code.

## CONCLUSION

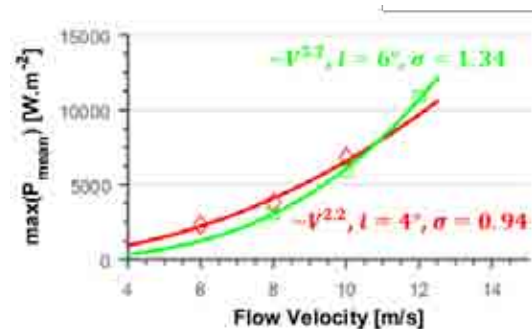
Experimental and numerical investigations were performed for different cavitating conditions on a hydrofoil.

The shedding process was correctly predicted even though the shedding frequency was rather overestimated and the cavity length slightly underestimated. The comparison of the characteristics of partial cavitation (cavity length, shedding frequency, Strouhal number) showed a pretty good agreement between experiments and simulations.

The flow aggressiveness was modelled based on the energetical approach of Fortes-Patella et al. [4]. The most aggressive areas were localized for two different cavitating conditions. Both are located in the region where the cloud cavity is shed by the hydrofoil, which confirms the erosive potential of cloud cavitation. In addition the velocity had a huge influence on the mean aggressiveness of the flow which increases as the power of the flow velocity, between 2 and 3.



**FIGURE 14.** SPACE-TIME DIAGRAMM OF THE VOID FRACTION FOR SEVERAL FLOW VELOCITIES  $V = 6, 8, 10$  m/s. ( $i = 4^\circ$  AND  $\sigma = 0.94$ )



**FIGURE 15.** MAXIMUM VALUE OF THE MEAN AGGRESSIVENESS IN THE MOST AGGRESSIVE AREA PLOTTED AS A FUNCTION OF THE UPSTREAM VELOCITY.

In further work, a hydrofoil instrumented with pressure sensors fabricated from PVDF (PolyVinylidene Fluoride) film will be used in the hydrodynamic tunnel of the LEGI. The pressure peaks due to the collapse of cavitation structures will be measured and compared to the numerical flow aggressiveness.

## ACKNOWLEDGEMENTS

The authors gratefully acknowledge the Foundation Grenoble INP through the industrial chair GE (General Electric) "HYDRO-LIKE".

The code "IZ" was developed at the LEGI with the support

of the CNES (Centre National d'Etudes Spatiales).

## REFERENCES

- [1] Delannoy, Y., and Kueny, J., 1990. "Two phase flow approach in unsteady cavitation modelling". Vol. 98, ASME-FED, pp. 153–158.
- [2] Coutier-Delgosha, O., Fortes-Patella, R., and Reboud, J. L., 2003. "Evaluation of the turbulence model influence on the numerical simulations of unsteady cavitation". *Journal of Fluids Engineering*, **125**(1), pp. 38–45.
- [3] Fortes-Patella, R., Reboud, J., and Briancon-Marjollet, L., 2004. "A phenomenological and numerical model for scaling the flow aggressiveness in cavitation erosion". In *ERO-CAV Workshop*, Val de Reuil, France.
- [4] Fortes-Patella, R., Archer, A., and Flageul, C., 2012. "Numerical and experimental investigations on cavitation erosion". *IOP Conference Series: Earth and Environmental Science*, **15**(2), Nov., p. 022013.
- [5] Reisman, G. E., Wang, Y.-C., and Brennen, C. E., 1998. "Observations of shock waves in cloud cavitation". *Journal of Fluid Mechanics*, **355**, Jan., pp. 255–283.
- [6] Coutier-Delgosha, O., Reboud, J. L., and Delannoy, Y., 2003. "Numerical simulation of the unsteady behaviour of cavitating flows". *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, **42**(5), June, pp. 527–548.
- [7] Fortes-Patella, R., Barre, S., and Jean-Luc, R., 2006. "Experiments and modelling of cavitating flows in venturi part II : Unsteady cavitation". In *Proc. 6th Int. Sym. Cavitation, CAV2006*, Wageningen, Netherlands.
- [8] Lohrberg, H., Stoffel, B., Fortes-Patella, R., Coutier-Delgosha, O., and Reboud, J., 2002. "Numerical and experimental investigations on the cavitating flow in a cascade of hydrofoils". *Experiments in Fluids*, **33**(4), Oct., pp. 578–586.
- [9] Prothin, S., Billard, J.-Y., and Djeridi, H., 2016. "Image processing using proper orthogonal and dynamic mode decompositions for the study of cavitation developing on a NACA0015 foil". *Experiments in Fluids*, **57**(10), Oct.
- [10] Le, Q., Franc, J. P., and Michel, J. M., 1993. "Partial cavities: global behavior and mean pressure distribution". *Journal of Fluids Engineering*, **115**(2), pp. 243–248.
- [11] Kawanami, Y., Kato, H., and Yamaguchi, H., 1998. "Three-dimensional characteristics of the cavities formed on a two-dimensional hydrofoil". In *Proc. 3th Int. Sym. Cavitation, CAV1998*, Grenoble, France.
- [12] Arndt, R. E. A., Song, C., Kjeldsen, M., He, J., and Keller, A., 2000. "Instability of partial cavitation: a numerical/experimental approach". In *23th Symposium on Naval Hydrodynamics*, Val de Reuil, France.
- [13] Fujii, A., Kawakami, D. T., Tsujimoto, Y., and Arndt, R. E., 2007. "Effect of Hydrofoil Shapes on Partial and Transitional Cavity Oscillations". *Journal of Fluids Engineering*, **129**(6), pp. 669–673.
- [14] Arndt, R. E., 2012. "Some remarks on hydrofoil cavitation". *Journal of Hydrodynamics, Ser. B*, **24**(3), July, pp. 305–314.
- [15] Arndt, R. E. A., Ellis, C. R., and Paul, S., 1995. "Preliminary investigation of the use of air injection to mitigate cavitation erosion". *Journal of Fluids Engineering*, **117**(3), pp. 498–504.
- [16] Leclercq, C., Archer, A., and Fortes-Patella, R., 2016. "Numerical investigations on cavitation intensity for 3d homogeneous unsteady viscous flows". *IOP Conference Series: Earth and Environmental Science*, **49**(9), p. 092007.
- [17] Le, Q., Franc, J. P., and Michel, J. M., 1993. "Partial cavities: pressure pulse distribution around cavity closure". *Journal of Fluids Engineering*, **115**(2), pp. 249–254.
- [18] Li, Z.-r., Pourquie, M., and van Terwisga, T., 2014. "Assessment of cavitation erosion with a URANS method". *Journal of Fluids Engineering*, **136**(4), Feb., p. 041101.
- [19] Gavaises, M., Villa, F., Koukouvinis, P., Marengo, M., and Franc, J.-P., 2015. "Visualisation and LES simulation of cavitation cloud formation and collapse in an axisymmetric geometry". *International Journal of Multiphase Flow*, **68**, Jan., pp. 14–26.

# Cavitation aggressiveness on a hydrofoil

**JB Carrat, T Bouvard, R Fortes-Patella, JP Franc**

Univ. Grenoble Alpes, CNRS, Grenoble INP, LEGI, 38000 Grenoble, France

Corresponding author's e-mail address: [regiane.fortes@legi.grenoble-inp.fr](mailto:regiane.fortes@legi.grenoble-inp.fr)

**Abstract.** To improve the analyses of the cavitation erosion phenomena, cavitating flows around an instrumented hydrofoil were studied experimentally and numerically. The experiments allowed the assessment of cavitation aggressiveness by measurements from PVDF pressure sensors. A matrix of 8 PVDF sensors was built, installed and tested for several hydrodynamic conditions corresponding to different flow velocities, angles of attack and cavitation numbers. The unsteady cavitating flows were simulated by applying the in-house 2D code, referred to as "IZ". Unsteady Reynolds Averaged Navier-Stokes equations were solved for a homogeneous fluid with variable density. To model the cavitation phenomenon and to close the governing equations system, a barotropic state law was used associated with a modified  $k-\varepsilon$  RNG turbulence model. In order to evaluate the cavitation aggressiveness, simulations were coupled with a cavitation erosion model based on the energy balance between the cavitating flow, the vapour bubble collapses, the emitted pressure waves, and the neighbouring solid walls. The paper presents the experimental and numerical tools, the post-processing methodologies and the obtained results. A method was proposed to assess locally the cavitation aggressiveness from both numerical and experimental results and the two approaches were compared.

## 1. Introduction

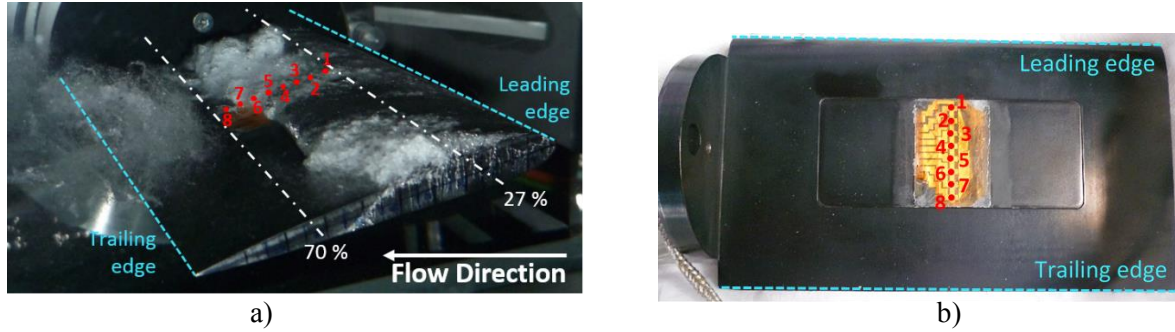
The understanding of the cavitation erosion phenomenon and the prediction of material damage are a major challenge for hydraulic engineers and scientific researchers. Several experimental and numerical works (as, for example, [1-4]) have been carried out since many years to try to improve the knowledge in this area, but a lot of work remains to be done.

The present article follows up some previous studies developed in our research team these last years, mainly in [5], where cavitating flows on a hydrofoil were investigated from a joint numerical and experimental analysis. A detailed description of the cavity dynamics was carried out and results concerning the cavity length evolution, the shedding frequencies and corresponding Strouhal numbers were presented. In this paper, the focus is given to experimental and numerical evaluations of cavitation aggressiveness.

The considered hydrofoil geometry is described in section 2, as well as the experimental set-up developed. The most original aspects concern unsteady pressure measurements based on a matrix of 8 PVDF sensors. Experimental results are described in section 3. Unsteady cavitating flow simulations have been carried out using an in-house two-dimensional (2D) code presented in section 4. From CFD results, the flow aggressiveness has been evaluated by applying the prediction model proposed by Fortes-Patella et al. [6] and synthesized in section 5. Local analyses of unsteady and mean cavitation intensity are also presented and some qualitative comparisons with experimental measurements are illustrated in section 6.

## 2. Hydrofoil geometry and experimental set-up

Fig. 1a illustrates the symmetrical hydrofoil geometry considered in the study. Its chord length is  $c = 100$  mm and its maximum thickness is 12 % of the chord length. The hydrofoil has been designed with a large flat area located between 27 % and 70 % of the chord length, which provides room for a matrix of PVDF pressure sensors (Fig. 1b). Its rotation axis is at mid chord.



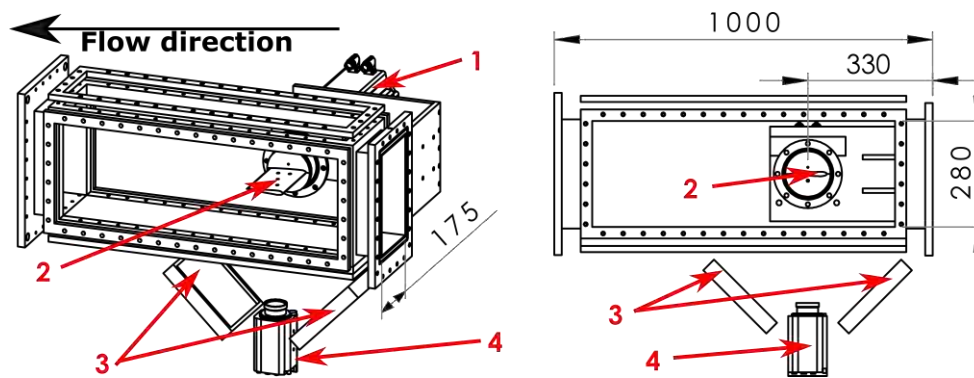
**Figure 1.** a) Instrumented hydrofoil under cavitating conditions; b) position of PVDF pressure sensors:

sensor	1	2	3	4	5	6	7	8
position [x/c]	0.31	0.36	0.41	0.46	0.51	0.56	0.61	0.66

Experiments have been conducted in the water tunnel of the LEGI laboratory (Fig. 2). Cavitation number  $\sigma$  is evaluated by:

$$\sigma = \frac{p_{up} - p_v}{\frac{1}{2} \rho V^2}$$

where  $p_{up}$  is the upstream pressure,  $p_v$  the vapor pressure,  $\rho$  the density, and  $V$  the test section inlet flow velocity. The uncertainties on  $V$  and  $\sigma$  are respectively of 0.01 m/s and 0.02.



**Figure 2.** Experimental set-up: (1) brushless Kollmorgen motor (AKM74L); (2) hydrofoil; (3) light projectors; (4) high speed camera (MIRO C310). The side of the test section is in Plexiglas. High speed videos have been taken from the bottom at a framerate of 3200 fps.

The unsteady pressure sensors were made from piezoelectric films of thickness  $t = 40 \mu\text{m}$ . Assuming that both faces are free, the natural frequency of the first mode is  $f = c/2t$ . The lower face, although glued on the metallic hydrofoil, can be considered as free because the insulation and adhesive layers are relatively thick and have an acoustic impedance very similar to PVDF [7]. Since the speed of sound in the film is  $c \cong 2200$  m/s, the natural frequency is about 27.5 MHz. Such a high natural

frequency ensures a rapid response and makes PVDF pressure sensors particularly suitable for the measurement of short duration pressure pulses due to bubble collapses.

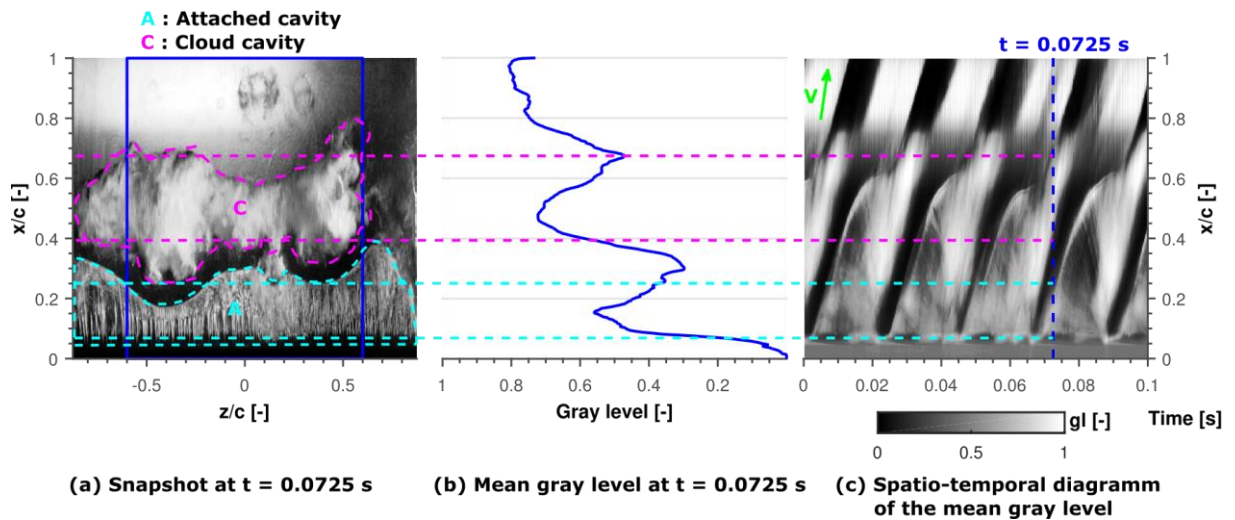
A line of 8 square pressure sensors, each of size 2 mm x 2 mm, was fabricated from a metallized PVDF film by the conventional technique of chemical etching. The upper and lower surfaces were protected and electrically insulated by means of a Kapton layer of 60  $\mu\text{m}$  in thickness. When bonded on the hydrofoil, the final sensors had a total thickness of about 200  $\mu\text{m}$ .

Each sensor in final form (including connecting cables) was dynamically calibrated by the ball-dropping method [8]. Pressure sensors were calibrated in load unit (N) and not in pressure (MPa) since their sensitive surface is generally much larger than the size of impact loads due to cavitation bubble collapses so that loading is far from being uniform over the whole sensitive surface. The measured sensitivity slightly changes from one transducer to another and is on the order of 20 mV/N. Pressure sensors were calibrated before and after measurements in the cavitation tunnel in order to detect any possible drift in sensitivity due to sensor ageing or damage by cavitation. The maximum observed decrease in sensitivity is about 20%. It affects primarily the most heavily loaded sensors. The ball-dropping method also allows estimating the mutual interference between neighboring sensors, which was smaller than 5% in terms of the ratio of signal amplitudes.

A series of experimental measurements have been made for velocities of 6, 8 and 10 m/s, upstream cavitation numbers decreasing from 2.2 to 0.3 and for several angles of attack. This paper presents results corresponding to the angle of attack of 4 deg., and for velocities of 8 to 10.4 m/s.

### 3. Experimental results and analyses

Fig. 3 illustrates an example of the experimental post-treatment based on high speed video. Each video corresponds to 8300 frames and 2.5 s duration. The mean gray profile along the chord is estimated by the spatial averaging over the hydrofoil span (Fig. 3b). It is calculated for every frame and provides the space-time diagram of the mean gray level shown in Fig. 3c. From this kind of analyses, one can estimate the maximum cavity length and the shedding frequency for different cavitating conditions [5].



**Figure 3.** (a) Snapshot at  $t = 0.0725$  s. (b) Mean gray profile in the reduced snapshot. (c) Space-time diagram of gray level; black and white are respectively a gray level of 0 and 1. (angle of attack: 4 deg.,  $V = 8$  m/s and  $\sigma = 1.1$ )

An example of unsteady pressure signals obtained by PVDF sensors exposed to cavitating flows is illustrated in Fig. 4. The sampling frequency is 10 MHz. Experimental signals have been post-treated by using the MATLAB™ function “findpeaks”. The function gives the amplitude, position and duration at mid height of every peak above 1N. This threshold is chosen just above the overall noise. From these

measurements, one can analyze the time distribution of the peaks on every pressure sensor, as indicated in Fig. 5. This figure shows that there is far less than one pulse per shedding cycle for the relatively high threshold of 1 N chosen in this work.

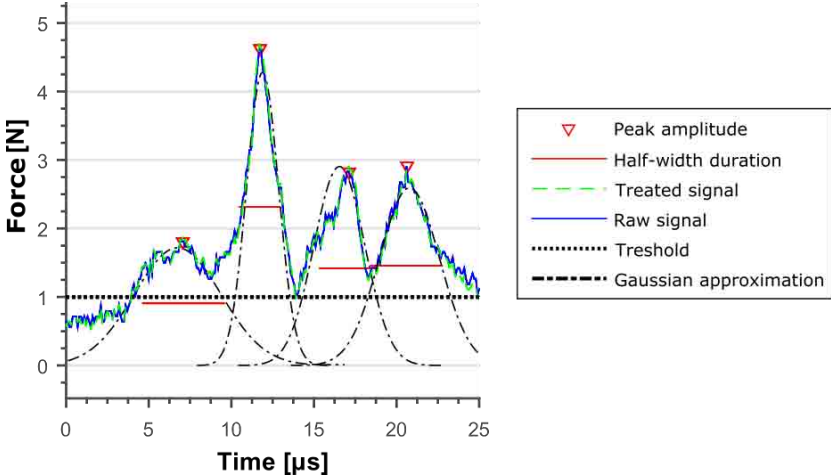


Figure 4. Peak detection by the MATLAB™ function “findpeaks”.

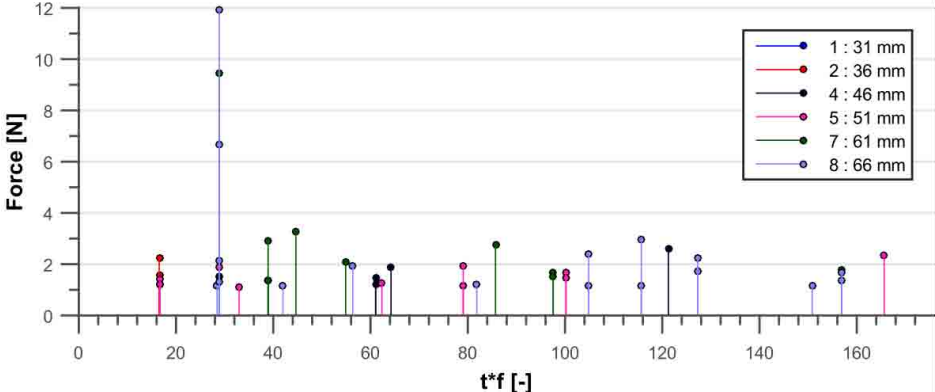


Figure 5. Time distribution of the peaks at each pressure transducer. In horizontal axis, the time scale “t” is multiplied by the shedding frequency “f” so that the horizontal axis represents the number of shedding cycles. Results correspond to about 200 vapour shedding cycles.

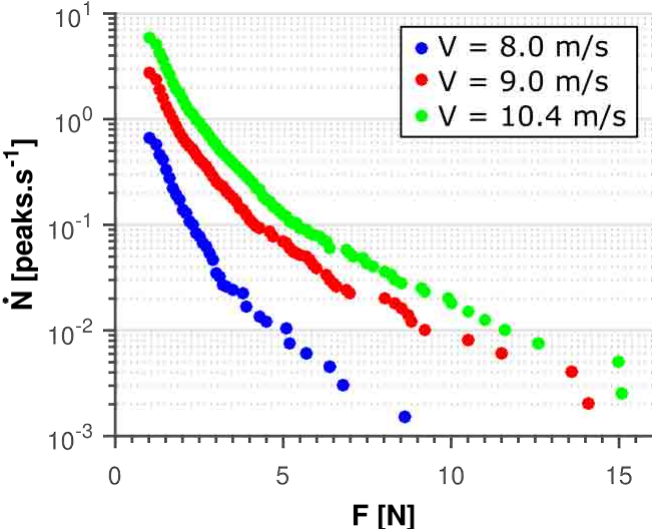
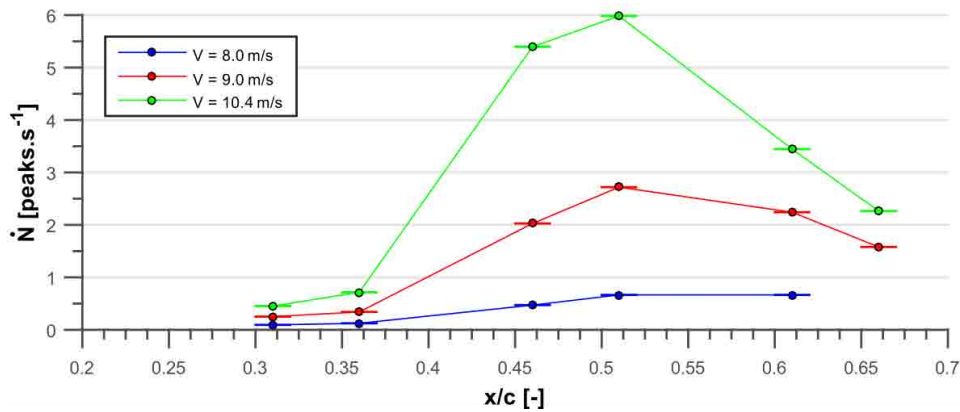


Figure 6. Cumulative peak rate as a function of the force on sensor n° 5 for three flow velocities “V” ( $\sigma=1.1$  and angle of attack: 4 deg.).

Fig. 6 illustrates the cumulative peak rate obtained for three different flow velocities at the pressure sensor n° 5. Fig. 6 shows that the peak rate significantly increases with flow velocity and that the maximum measured amplitude also increases with flow velocity. These results suggest that the increase in flow aggressiveness is due to an increase in both amplitude and frequency of impact loads.

The same kind of analyses has been done on every sensor: the number of peaks above the threshold  $F \geq 1$  N has been estimated, divided by the test duration, and the obtained peak frequency has been plotted as a function of the distance to the leading edge for the considered operating points. Fig. 7 shows that the maximum aggressiveness is observed in the closure region of the cavity. In the present case, the erosive potential is mostly due to small scale vapor structures that are shed by the leading edge cavity. The large scale cloud that is regularly shed by the cavity generally collapses further downstream (see section 5.2).



**Figure 7.** Peak rate distribution along the hydrofoil chord for three flow velocities “V”. Results have been evaluated from cumulative peak rate histograms corresponding to every sensor by considering a threshold of  $F \geq 1$  N. ( $\sigma = 1.1$ ; angle of attack: 4 deg.).

#### 4. CFD simulations

Cavitating unsteady flows have been simulated with the in-house 2D code referred to as “IZ”. The code is widely described in [9] and was applied and validated in previous studies (for example [6, 10, 12]) in different geometries of hydrofoils, venturis and cascades of hydrofoils. In this numerical tool, Unsteady Reynolds Averaged Navier-Stokes equations are solved for a homogeneous fluid characterized by the mixture density  $\rho_m$  defined as a function of the void ratio  $\alpha$ :

$$\rho_m = \alpha \rho_v + (1 - \alpha) \rho_l \quad \text{where } \rho_v \text{ and } \rho_l \text{ are the vapor and liquid densities, respectively. Pure phases are considered incompressible.}$$

Calculations, in cold water, do not take into account thermodynamic effects and the energy equation is not solved. Two phases are considered to be in dynamic equilibrium in each cell (no drift velocity). The modified k- $\epsilon$  RNG turbulence model developed in LEGI laboratory and detailed in [10] is applied coupled with standard wall functions.

To model the cavitation phenomenon and to close the governing equations system, a barotropic state law is used [9]. The fluid density (and thus the void fraction) is controlled by a  $\rho(p)$  law that explicitly links the mixture fluid density to the local static pressure. This law is mainly controlled by its maximum slope, which is related to the minimum speed of sound  $c_{\min}$  in the mixture. In the present study,  $c_{\min} = 1$  m/s, which proved to give good numerical predictions for cold water [10].

The computational H-grids used in the present study is illustrated in Fig. 8. The dimensionless wall distance  $y^+$  of the boundary layer varies between about 20 and 50 under non-cavitating conditions. Usual incompressible boundary conditions are applied: flow velocity is imposed at inlet, and the pressure

(consequently, the downstream cavitation number) is fixed at outlet. The upstream cavitation number fluctuates during unsteady calculations and a numerical mean value of  $\sigma$  is estimated from simulations to carry out comparisons with experiments.

Several calculations were performed in previous work [5] considering different flow conditions. Detailed physical analyses concerning cavity dynamics were presented and the cavitating flow simulations were validated by comparisons with experimental data obtained mainly from high speed videos. Fig. 9 presents some results corresponding to the operating point ( $\sigma = 1.1$ ,  $V = 8\text{m/s}$  and angle of attack: 4 deg.). The behavior of the partial cavity is globally well predicted by the simulations. Shedding frequencies and cavity extensions obtained experimentally and numerically are very similar.

In the present paper, the unsteady CFD results have been used to evaluate the cavitation aggressiveness by applying the prediction model proposed by [6] and described in the next section.

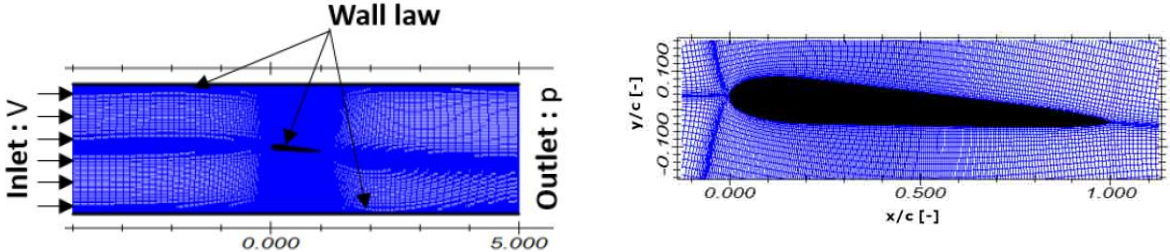


Figure 8. Computational domain: applied mesh (320 x 159 nodes) and boundary conditions

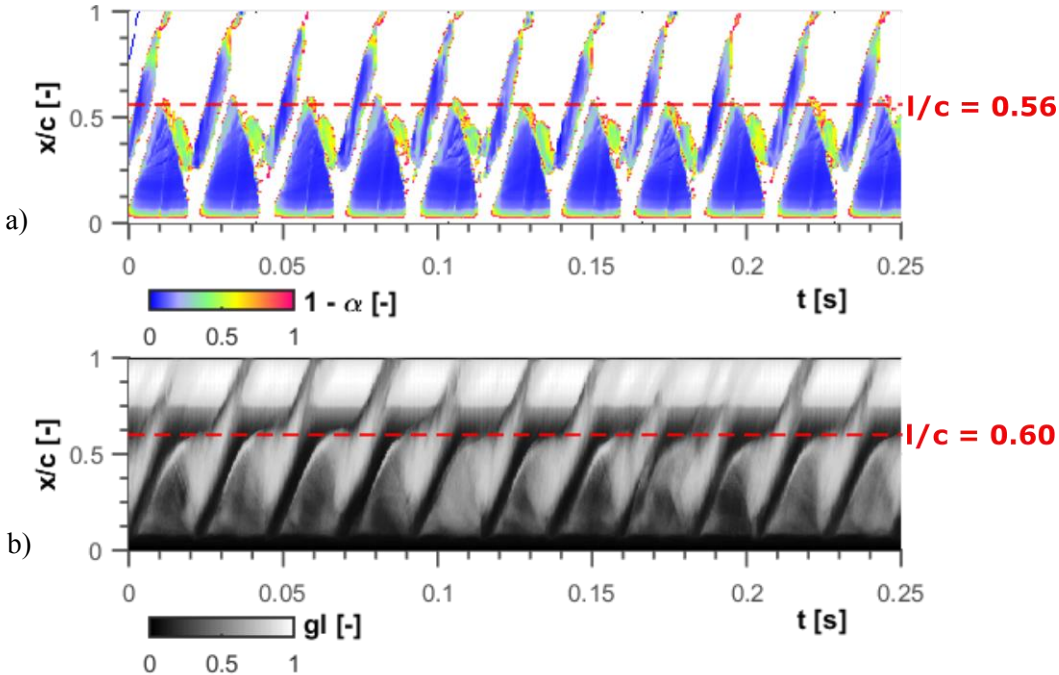


Figure 9. Comparisons between numerical (a) and experimental (b) space-time diagrams.  $l/c$  corresponds to the maximum cavity length observed. In (a), blue and white are respectively for pure vapour and liquid. The void fraction  $\alpha$  shown at each point  $(x, t)$  is the minimum value of the void fraction along the line  $x = \text{constant}$  perpendicular to the foil in the  $(x, y)$  domain. In (b),  $gl$  corresponds to “gray level”. Numerical shedding frequency  $f = 43\text{ Hz}$ ; experimental shedding frequency  $f = 48\text{ Hz}$ . ( $\sigma = 1.1$ ,  $V = 8\text{m/s}$  and angle of attack: 4 deg.).



## 5. Flow aggressiveness

### 5.1. Prediction model

The prediction model applied in this article is based on the energy balance approach presented in [6] and was described, tested and qualitatively validated in previous works concerning two other hydrofoils [6, 12, 13]. Based on the idea of Vogel et al. [11], the potential energy of a vapour structure is defined as the vapour volume  $V_{vap}$ , multiplied by a pressure imbalance:

$$E_{pot} = \Delta P V_{vap} \quad (1)$$

where  $\Delta P = (P_{\infty} - P_{vap})$ ,  $P_{\infty}$  is the surrounding pressure and  $P_{vap}$  is the vapour pressure. From this assumption, a volumetric cavitation power  $P_{3d}$  can be deduced by computing the Lagrangian derivative of the potential energy to take into account the fact that bubbles are moving with the fluid. The instantaneous volumetric cavitation power is defined by:

$$P_{3d} = -\Delta P \frac{\rho}{\rho_l - \rho_v} \text{div}(\vec{U}) \quad (2)$$

for  $\text{div}U < 0$  (only the collapse phases are taken into account in the aggressiveness evaluation).

The material is exposed to the collapses of neighbouring vapour structures. To characterize the instantaneous cavitation intensity along the hydrofoil chord, an areal density is evaluated by integrating equation (2):

$$P_{2d} = \int_0^h P_{3d} \cdot dy \quad (3)$$

where  $h$  is the distance to the solid wall below which it is estimated that the structures are close enough to the wall to be aggressive. In the present work, the value of the distance  $h$  has been considered large enough to take into account all the vapour structures calculated in the computational domain. The influence of this parameter in the aggressiveness prediction was evaluated in [12, 13].

The temporal mean cavitation intensity  $P_{mean}$  has been calculated for each hydrofoil surface element by considering several vapour shedding cycles ( $T_a$  is the analyses duration), and numerical results have been compared to experimental ones (see section 6).

$$P_{mean} = \frac{1}{T_a} \int_0^{T_a} P_{2d} \cdot dt \quad (4)$$

### 5.2. Analyses of instantaneous aggressiveness

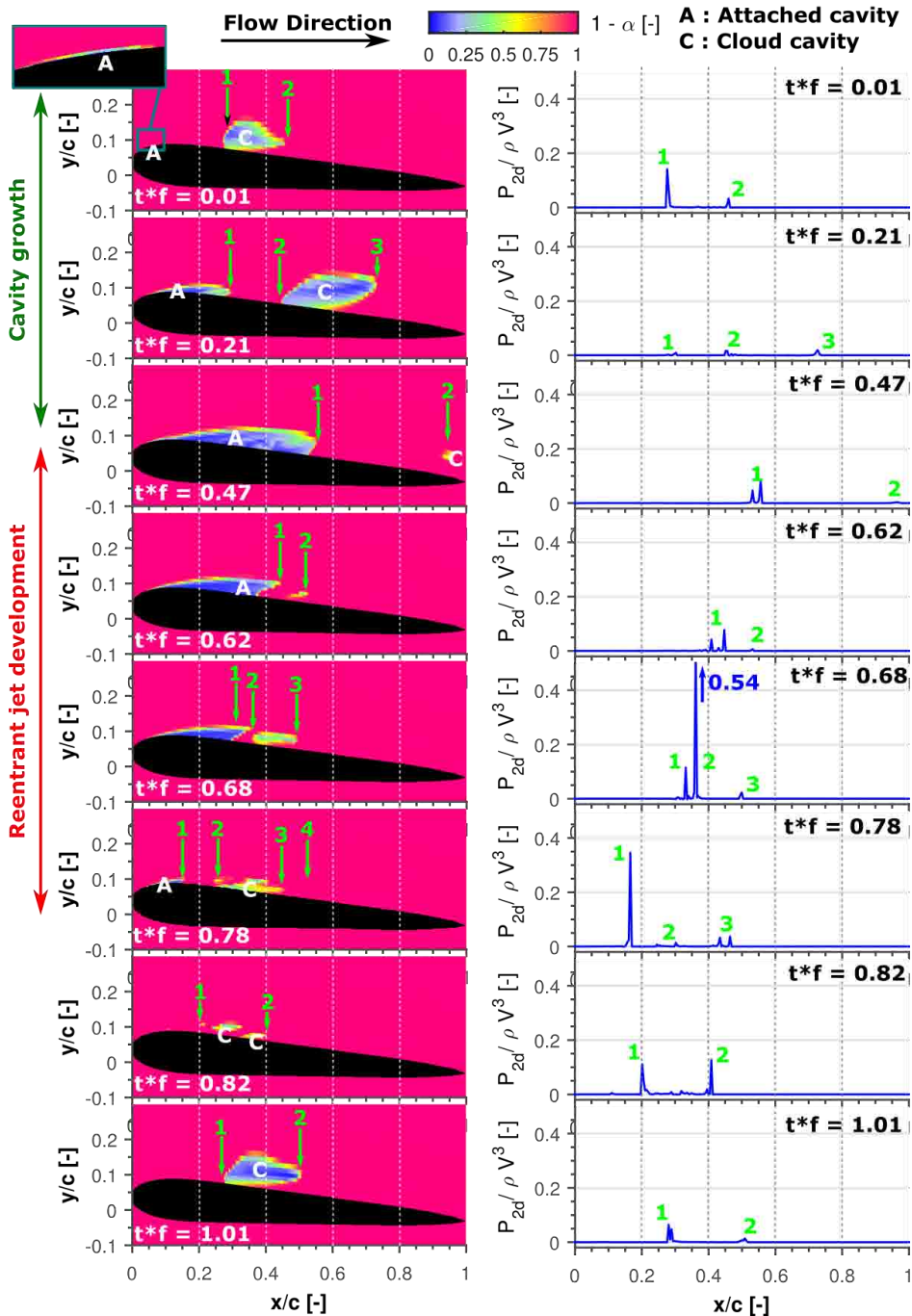
From numerical calculations, the time distribution of the cavitation intensity along the hydrofoil can be evaluated, as illustrated in Fig. 10 and 11. These local analyses allow us to identify the potentially erosive cavitation patterns and to predict the most heavily loaded regions of the hydrofoil. According to numerical analyses corresponding to the operating point ( $\sigma=1.1$ ,  $V=8\text{m/s}$  and angle of attack: 4 deg.), there are three regions where the cavitation intensity is high. The first one (zone A in Fig. 11) is near the leading edge and correspond to the collapse of an attached small cavity observed in Fig. 10 (at  $t^*f=0.78$ ). In comparison with experimental observations, 2D numerical predictions generally overestimate the flow aggressiveness in this region [12].

The zone B (Fig. 11) is located around the hydrofoil mid-chord, in the cavity closure region, where the cavity intensity and the damage risks are maximum. The aggressiveness in this zone is related to the reentrant jet development shown in Fig. 10 (from  $t^*f=0.47$  to  $t^*f=0.78$ ). In the region C (Fig. 11), near the trailing edge, the flow aggressiveness is related to the collapse of the shed clouds observed between times  $t^*f=0.21$  and  $t^*f=0.47$  in Fig. 10.

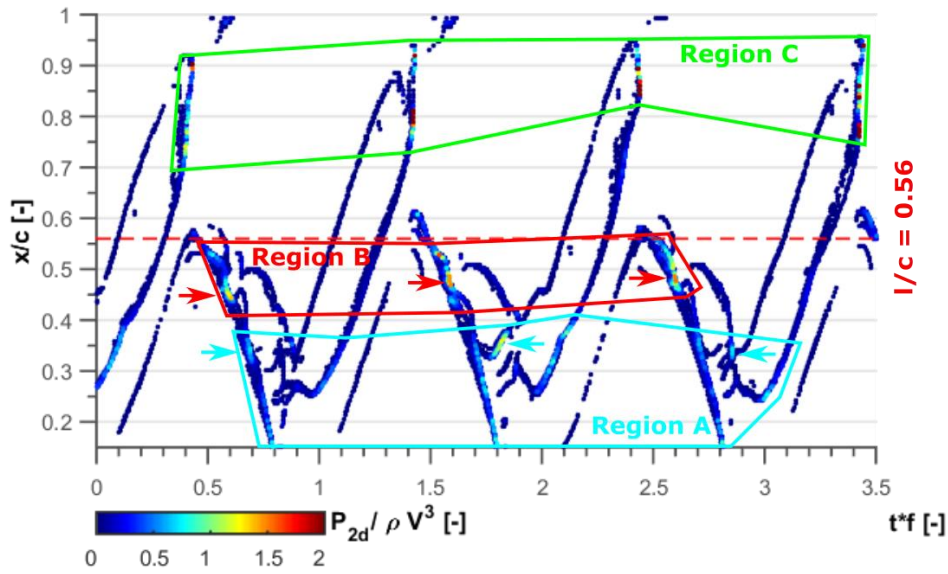
## 6. Comparisons between experimental and numerical results

Fig. 12 presents a comparison between experimental measurements and numerical predictions of the cavitation aggressiveness for a constant cavitation number (close to 1), a constant angle of attack (4 deg.) and two different velocities 8 m/s and 10.4 m/s. Right scale shows the computed non-dimensional aggressiveness whereas left scale shows the measured peak rate. Both are plotted as a function of the non-dimensional distance from the hydrofoil leading edge. Numerical and experimental sensors have similar areas (2 mm x 2 mm) and locations.

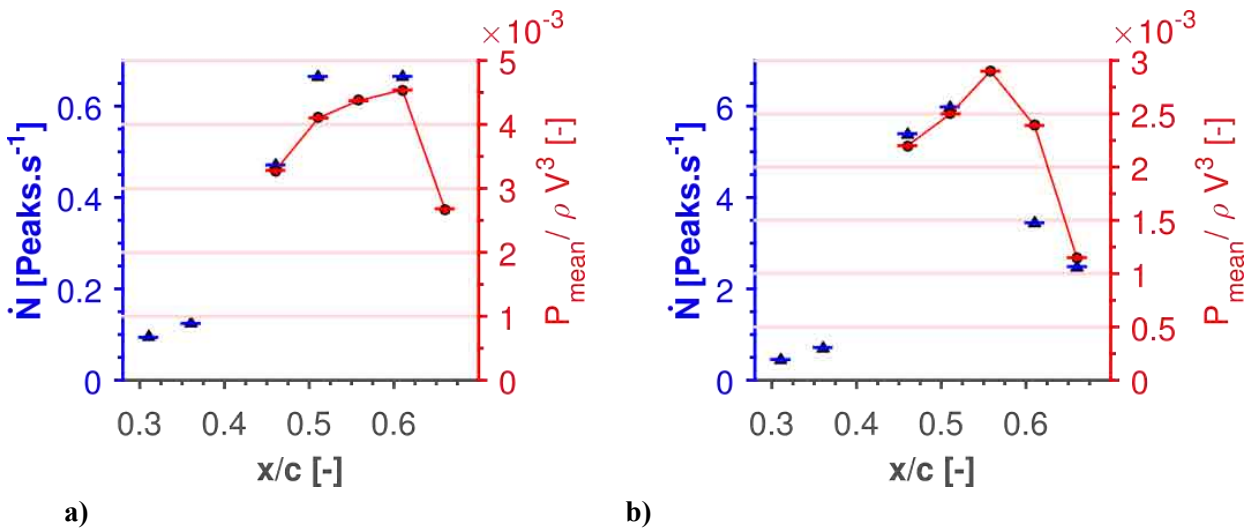
The prediction of the most aggressive region appears to be in good agreement with the experimental measurements. For both cases and for both experimental and numerical results, the most critical zone corresponds to the closure region of the leading edge cavity (zone B in Fig. 11). Moreover, the predicted width of the critical zone is very similar between experimental and numerical results. At this step, however, the experimental and numerical values of the aggressiveness cannot be compared quantitatively since they do not represent values of the same physical quantity.



**Figure 10.** Void ratio distribution (at left) and cavitation intensity along the hydrofoil chord (at right) for different time steps during a shedding cycle ( $\sigma=1.1$ ,  $V=8\text{m/s}$  and angle of attack: 4 deg.)



**Figure 11.** Space-time diagram of the cavity intensity corresponding to three shedding cycles ( $\sigma=1.1$ ,  $V=8\text{m/s}$  and angle of attack: 4 deg.)



**Figure 12.** Mean values of aggressiveness intensity calculated at the hydrofoil chord – qualitative comparison with experimental results. ( $\sigma\sim 1$ , angle of attack: 4 deg.). a)  $V=8\text{m/s}$ , b)  $V=10.4\text{ m/s}$ . Comparative analyses concerns the real aggressive zone observed experimentally on the hydrofoil surface (i.e.  $x\geq 0.4c$ ).

## 7. Conclusions

A hydrofoil instrumented with PVDF pressure sensors was tested in the LEGI hydrodynamic tunnel under different cavitating conditions in order to estimate cavitation aggressiveness. The pressure peaks due to the collapse of cavitation structures were measured and compared to flow aggressiveness evaluated by a 2D numerical approach. In spite of 3D effects, the numerical simulations led to a good prediction of the cloud shedding process (including shedding frequency) and of the extension of the

aggressive area at cavity closure. Conversely, CFD unsteady results near the leading edge ( $x < 0.4c$ ) disagreed with experimental observations since the aggressiveness predicted in this area is overestimated. 3D approaches (e.g. [13]) are needed to obtain a better simulation in this zone, but remain very time-consuming. In any case, the proposed aggressiveness model, associated with suitable CFD tools, represents a promising approach to predict and control cavitation erosion damage in real hydraulic systems and machinery.

### Acknowledgements

The authors gratefully acknowledge the Foundation Grenoble INP through the industrial chair GE (General Electric) "HYDRO'LIKE". The code "IZ" was developed at the LEGI with the support of the CNES (Centre National d'Etudes Spatiales).

### References

- [1] Pereira F, Avellan F and Dupont JM. 1998 Prediction of cavitation erosion: an energy approach *Journal of Fluid Engineering, Transactions of the ASME* **120**
- [2] Petkovšek M and Dular M 2013 Simultaneous observation of cavitation structures and cavitation erosion *Wear* **300**
- [3] Ochiai N, Iga Y, Nohmi M and Ikohagi T 2010 Numerical prediction of cavitation erosion intensity in cavitating flows around a Clark Y 11.7% hydrofoil *Journal of Fluid Science and Technology* **5**
- [4] Schmidt S, Mihatsch M, Thalhammer M and Adams N 2014 Assessment of erosion sensitive areas via compressible simulation of unsteady cavitating flows *Advanced experimental and numerical techniques for cavitation erosion prediction*, pp. 329-344
- [5] Carrat JB, Fortes-Patella R and Franc JP 2017 Assessment of cavitating flow aggressiveness on a hydrofoil: experimental and numerical approaches *ASME 2017 Fluids Engineering Division Summer Meeting Paper No. FEDSM2017-69187*, pp. V01AT05A013
- [6] Fortes-Patella R, Archer A and Flageul C 2012 Numerical and experimental investigations on cavitation erosion. *IOP Conference Series: Earth and Environmental Science* **15**(2):022013
- [7] Brown LF 2000 Design considerations for piezoelectric polymer ultrasound transducers *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control* **47**(6): p. 1377-1396
- [8] Soyama H, Lichtarowicz A, Momma T and Williams EJ 1998 A new calibration method for dynamically loaded transducers and its application to cavitation impact measurement *Journal of Fluids Engineering, Transactions of the ASME* **120**(4): p. 712-718
- [9] Coutier-Delgosha O, Reboud JL and Delannoy Y 2003 Numerical simulation of the unsteady behaviour of cavitating flows *Int. J. for Numerical Meth. in Fluids* **42**, pp. 527-548
- [10] Coutier-Delgosha O, Fortes-Patella R and Reboud JL 2003 Evaluation of the turbulence model influence on the numerical simulations of unsteady cavitation *Journal of Fluids Engineering, Transactions of the ASME* **125** pp. 38-45
- [11] Vogel A, Lauterborn W and Timm R 1989 Optical and acoustic investigations of the dynamics of laser-produced cavitation bubbles near a solid boundary *Journal of Fluid Mechanics* **206**, pp. 299-338
- [12] Flageul C, Fortes Patella R and Archer A 2012 Cavitation erosion prediction by numerical cavitation *Proc. of 14th International Symposium on Transport Phenomena and Dynamics of Rotating Machinery ISROMAC-14*, Honolulu, HI, USA
- [13] Leclercq C, Archer A and Fortes-Patella R 2016 Numerical investigations on cavitation intensity for 3d homogeneous unsteady viscous flows *IOP Conference Series: Earth and Environmental Science* <http://iopscience.iop.org/1755-1315/49/9/092007>